



This is a digital copy of a book that was preserved for generations on library shelves before it was carefully scanned by Google as part of a project to make the world's books discoverable online.

It has survived long enough for the copyright to expire and the book to enter the public domain. A public domain book is one that was never subject to copyright or whose legal copyright term has expired. Whether a book is in the public domain may vary country to country. Public domain books are our gateways to the past, representing a wealth of history, culture and knowledge that's often difficult to discover.

Marks, notations and other marginalia present in the original volume will appear in this file - a reminder of this book's long journey from the publisher to a library and finally to you.

Usage guidelines

Google is proud to partner with libraries to digitize public domain materials and make them widely accessible. Public domain books belong to the public and we are merely their custodians. Nevertheless, this work is expensive, so in order to keep providing this resource, we have taken steps to prevent abuse by commercial parties, including placing technical restrictions on automated querying.

We also ask that you:

- + *Make non-commercial use of the files* We designed Google Book Search for use by individuals, and we request that you use these files for personal, non-commercial purposes.
- + *Refrain from automated querying* Do not send automated queries of any sort to Google's system: If you are conducting research on machine translation, optical character recognition or other areas where access to a large amount of text is helpful, please contact us. We encourage the use of public domain materials for these purposes and may be able to help.
- + *Maintain attribution* The Google "watermark" you see on each file is essential for informing people about this project and helping them find additional materials through Google Book Search. Please do not remove it.
- + *Keep it legal* Whatever your use, remember that you are responsible for ensuring that what you are doing is legal. Do not assume that just because we believe a book is in the public domain for users in the United States, that the work is also in the public domain for users in other countries. Whether a book is still in copyright varies from country to country, and we can't offer guidance on whether any specific use of any specific book is allowed. Please do not assume that a book's appearance in Google Book Search means it can be used in any manner anywhere in the world. Copyright infringement liability can be quite severe.

About Google Book Search

Google's mission is to organize the world's information and to make it universally accessible and useful. Google Book Search helps readers discover the world's books while helping authors and publishers reach new audiences. You can search through the full text of this book on the web at <http://books.google.com/>



Über dieses Buch

Dies ist ein digitales Exemplar eines Buches, das seit Generationen in den Regalen der Bibliotheken aufbewahrt wurde, bevor es von Google im Rahmen eines Projekts, mit dem die Bücher dieser Welt online verfügbar gemacht werden sollen, sorgfältig gescannt wurde.

Das Buch hat das Urheberrecht überdauert und kann nun öffentlich zugänglich gemacht werden. Ein öffentlich zugängliches Buch ist ein Buch, das niemals Urheberrechten unterlag oder bei dem die Schutzfrist des Urheberrechts abgelaufen ist. Ob ein Buch öffentlich zugänglich ist, kann von Land zu Land unterschiedlich sein. Öffentlich zugängliche Bücher sind unser Tor zur Vergangenheit und stellen ein geschichtliches, kulturelles und wissenschaftliches Vermögen dar, das häufig nur schwierig zu entdecken ist.

Gebrauchsspuren, Anmerkungen und andere Randbemerkungen, die im Originalband enthalten sind, finden sich auch in dieser Datei – eine Erinnerung an die lange Reise, die das Buch vom Verleger zu einer Bibliothek und weiter zu Ihnen hinter sich gebracht hat.

Nutzungsrichtlinien

Google ist stolz, mit Bibliotheken in partnerschaftlicher Zusammenarbeit öffentlich zugängliches Material zu digitalisieren und einer breiten Masse zugänglich zu machen. Öffentlich zugängliche Bücher gehören der Öffentlichkeit, und wir sind nur ihre Hüter. Nichtsdestotrotz ist diese Arbeit kostspielig. Um diese Ressource weiterhin zur Verfügung stellen zu können, haben wir Schritte unternommen, um den Missbrauch durch kommerzielle Parteien zu verhindern. Dazu gehören technische Einschränkungen für automatisierte Abfragen.

Wir bitten Sie um Einhaltung folgender Richtlinien:

- + *Nutzung der Dateien zu nichtkommerziellen Zwecken* Wir haben Google Buchsuche für Endanwender konzipiert und möchten, dass Sie diese Dateien nur für persönliche, nichtkommerzielle Zwecke verwenden.
- + *Keine automatisierten Abfragen* Senden Sie keine automatisierten Abfragen irgendwelcher Art an das Google-System. Wenn Sie Recherchen über maschinelle Übersetzung, optische Zeichenerkennung oder andere Bereiche durchführen, in denen der Zugang zu Text in großen Mengen nützlich ist, wenden Sie sich bitte an uns. Wir fördern die Nutzung des öffentlich zugänglichen Materials für diese Zwecke und können Ihnen unter Umständen helfen.
- + *Beibehaltung von Google-Markenelementen* Das "Wasserzeichen" von Google, das Sie in jeder Datei finden, ist wichtig zur Information über dieses Projekt und hilft den Anwendern weiteres Material über Google Buchsuche zu finden. Bitte entfernen Sie das Wasserzeichen nicht.
- + *Bewegen Sie sich innerhalb der Legalität* Unabhängig von Ihrem Verwendungszweck müssen Sie sich Ihrer Verantwortung bewusst sein, sicherzustellen, dass Ihre Nutzung legal ist. Gehen Sie nicht davon aus, dass ein Buch, das nach unserem Dafürhalten für Nutzer in den USA öffentlich zugänglich ist, auch für Nutzer in anderen Ländern öffentlich zugänglich ist. Ob ein Buch noch dem Urheberrecht unterliegt, ist von Land zu Land verschieden. Wir können keine Beratung leisten, ob eine bestimmte Nutzung eines bestimmten Buches gesetzlich zulässig ist. Gehen Sie nicht davon aus, dass das Erscheinen eines Buchs in Google Buchsuche bedeutet, dass es in jeder Form und überall auf der Welt verwendet werden kann. Eine Urheberrechtsverletzung kann schwerwiegende Folgen haben.

Über Google Buchsuche

Das Ziel von Google besteht darin, die weltweiten Informationen zu organisieren und allgemein nutzbar und zugänglich zu machen. Google Buchsuche hilft Lesern dabei, die Bücher dieser Welt zu entdecken, und unterstützt Autoren und Verleger dabei, neue Zielgruppen zu erreichen. Den gesamten Buchtext können Sie im Internet unter <http://books.google.com> durchsuchen.

A57278 3

QC

1

A613

I N H A L T.

Jahrgang 1809, Band 3.

Erstes Stück.

I. Theorie der Kraft, welche in den Haarröhren und bei ähnlichen Erscheinungen wirkt; von P. S. La Place, Kanzler des Senats, Groß-offic. d. Ehrenleg. u. Mitgl. d. Inst. Frei übersetzt, mit einigen Anmerkungen von H. W. Brandes und Gilbert.

Vorbericht von Gilbert. Seite 1

Vorerinnerungen von Brandes. 2

Erster Haupttheil. Die frühere Theorie des Herrn La Place, und Anwendungen derselben.

I. Ueber die haarröhren-artigen Wirkungen im Allgemeinen. Frei übersetzt von Gilbert. 10

II. Theorie von der Wirkung der Haarröhrchen; übersetzt, mit einigen Anmerkungen von H. W. Brandes. 38

A. Von der Attraction des Wasser-Meniscus an der Oberfläche, auf die übrige im Haarröhrchen enthaltene Wasserfäule.	Seite 38
B. Gestalt der Oberfläche des Flüssigen im Haarröhrchen.	49
C. Bestimmung der Höhen, welche das Flüssige in Haarröhrchen erreicht.	
a) In cylindrischen,	62
b) In prismatischen.	65
D. Anwendung der Theorie auf den Fall, wenn das Flüssige in dem Zwischenraume zwischen concentrischen Cylindern durch die Haarröhrren-Kraft gehoben wird.	71
E. Anwendung auf zwei parallele vertikal eingetauchte Ebenen.	72
F. Gleichgewicht eines Tropfens in einem konischen Haarröhrchen.	83
G. Figur und Gleichgewicht eines Tropfens zwischen zwei Ebenen, die sich mit einem ihrer Ränder in einer horizontalen Linie berühren.	86
H. Nähere Betrachtung der Kräfte, welche die Concavität oder Convexität der Oberfläche eines Flüssigen bestimmen.	89
III. Versuche zu den vorstehenden Untersuchungen, und Vergleichung derselben mit der Theorie; frei bearbeitet von Gilbert.	96
Stand von Flüssigkeiten in gläsernen Haarröhren, von verschiedener Weite, nach Versuchen der Herren Hauy und Tremery.	97
— zwischen zwei senkrechten parallelen Ebenen.	99
Versuch des Hrn. Hauy mit einem haarröhrren-artigen cylindrischen Mantel.	100

Verfuche H^{aw}k^{ee}'s mit zwei sehr wenig
gegen einander geneigten Ebenen. Seite 102

Eine Anwendung auf das Barometer; und Ein-
fluß der Haarröhrchen-Kraft auf den Barome-
terstand. 112

H. Einige Zeitungs-Nachrichten 115

Erfahrungen über die Geschwindigkeit der
Meeresströmungen; der Luftströmungen; Her-
absteigen in einem Fallschirm; Herabstürzen
eines Luftschiffers.

Zweites Stück.

**I. Darstellung der neuern Untersuchungen des
Herrn La Place über die haarröhren-arti-
gen Wirkungen, von Biot, Mitgl. des Nat.-
Inst. Als Einleitung zu den drei folgenden
Hauptstücken der Theorie des Hn. La Place,
frei übersetzt von Gilbert. Seite 117**

**II. Théorie der Kraft, welche in den Haarröhren
und bei ähnlichen Erscheinungen wirkt, von
P. S. La Place.**

**Zweiter Haupttheil. Die Wirkung der
Haarröhren-Kraft auf eine neue Art betrach-
tet. Uebersetzt, mit einigen Anmerkungen,
von Brandes und Gilbert.**

**I. Vergleichung der Kräfte mit der angehobenen
Masse des Flüssigen. 141**

K. Betrachtung einzelner Fälle. 153

**L. Betrachtung des Falles, wenn in einem Haar-
röhrchen zwei verschiedene Fluida über einander
stehen, und Verfuche von Herrn Gay-Lussac. 159**

- III. Gleichzeitige Nachricht von einem bisher übersehenen Meteorsteine aus dem vorigen Jahrhunderte (17 Febr. 1671 in der Ortenau). 183
- IV. Ueber den Ursprung der Meteorsteine. Auszug aus einem Schreiben des Herrn Patrin an Herrn Delamétherie. 189
- V. Versuche über den von Herrn Sage angekündigten Thonerde - Gehalt eines Aërolithen; von Vauquelin. 198
- VI. Analyse der zu Stannern, in Mähren, am 22. Mai 1808 herab gefallenen Aërolithen, von Vauquelin. 202
- VII. Bestandtheile des Smolensker Meteorsteins nach der Analyse Klaproth's. 210
- VIII. Ueber die Synthesis des Wassers und über das Windbüchsen - Licht; von Theodor von Grotthufs in Paris. 212
Zusatz des Herausgebers. 227
- IX. Neue Untersuchungen über die Wirkungen des pneumatischen Feuerzeugs; von Le Bouvier Desmortiers. 228
- X. Versuche über die Verbreitung des Schalles in Dämpfen; von Biot, Mitgl. des Instituts. 237
- XI. Nachricht von dem pharmaceutisch - chemischen Institute zu Erfurt; vom Professor Trommsdorff. 240

Drittes Stück.

I. Elektrisch-chemische Untersuchungen über die Zersetzung der Erden; und Bemerkungen über die Metalle aus den alkalischen Erden; und über ein mit Ammoniak erzeugtes Amalgam; von Humphry Davy, Esq., Secr. d. kön. Soc., und Prof. d. Chem. an d. Roy. Inst. zu London. Zweite Hälfte. Frei übersetzt von Gilbert. **Seite 245**

4. Bildung, Natur und Eigenschaften eines mit Ammoniak erhaltenen Amalgams. 247

5. Einige allgemeine theoretische Betrachtungen über die Metallisirung der Alkalien und der Erden. 257

Zusatz. Ueber einige Bemerkungen der HH. Gay-Lussac und Thenard, und ob das *Kalium* aus Kali und Wasserstoff besteht. 267

II. Zwei Berichte des Herrn La Place, als Einleitung zu dem folgenden Aufsatze. Frei übersetzt von Gilbert. **273**

1. Ueber das scheinbare Anziehen und Zurückstoßen, welches sich bei kleinen Körpern zeigt, die auf der Oberfläche eines Flüssigen schwimmen. 273

2. Ueber die Adhäsion der Körper an der Oberfläche von Flüssigkeiten. 282

III. Theorie der Kraft, welche in den Haarröhren und bei ähnlichen Erscheinungen wirkt; von P. S. La Place.

Dritter Haupttheil. Theorie des Anziehens und Abstoßens schwimmender Körper, der Adhäsion einer Scheibe an einer flüssigen Oberfläche, und der Figur eines grossen Queck-

Silber-Tropfens; mit prüfenden Versuchen von Gay-Lussac. Uebers. von Brandes. Seite 193

N. Von dem scheinbaren Anziehen und Abstoßen schwimmender Körper.

a) Betrachtung des Falles, wenn beide schwimmende Körper gleichartig sind. 293

b) Scheinbares Abstoßen, wenn der eine das Flüssige erhebt, der andere es deprimirt. 299

c) Bestätigende Versuche von Haüy. 308

O. Ueber die Adhäsion einer Scheibe an der Oberfläche eines Flüssigen. 309

Versuche von Gay-Lussac. 316

P. Figur eines grossen Queckfilber-Tropfens, und Depression des Queckfilbers in einer Glasröhre von bedeutendem Durchmesser. 328

Versuche von Gay-Lussac. 336

IV. Ueber das plötzliche, regellose Steigen und Fallen des Wassers im Genfersee, welches unter dem Namen *Seiches* bekannt ist, und über einige andere Erscheinungen an der Oberfläche von Seen, von Vaucher in Genf. 355

Bemerkungen über diese Erscheinungen und ihre Erklärung, von Will. Nicholson in London. 355

V. Einige Thatfachen und Bemerkungen über Winde, Wellen und andere Erscheinungen an der Oberfläche des Meeres; von James Horsburgh, Esq. (Fortsetzung.) 357

VI. Programm der batavischen Gesellschaft der Naturkunde zu Rotterdam auf das Jahr 1809. 367

Viertes Stück.

- I. Theorie der Kraft, welche in den Haarröhren und bei ähnlichen Erscheinungen wirkt; von P. S. La Place.**

Vierter Haupttheil. Allgemeine Betrachtungen über die Haarröhren-Kraft und über die Kräfte der chemischen Verwandtschaft. Uebersetzt von Brandes und Gilbert. Seite 373

- H. Heizung von Zimmern und von Manufaktur-Gebäuden durch Wasserdampf; von Neil Snodgrafs in Schotland. 395**

- III. Beschreibung und Erklärung des Mascaret in dem Dordogne-Flusse; von Lagrave Sorbie. 407**

- IV. Beschreibung einer Meeresfonde oder eines Bathometers, mit dem sich jede Tiefe des Meeres messen läßt; von A. van Stipriaan Luiscius, M. D. und Lect. der Chemie zu Delft. 417**

- V. Ueber die Wiederzeugung des Sauerstoffgas der atmosphärischen Luft. Eine Vorlesung, gehalten in der naturh. Gesellsch. in Hannover von G. W. Muncke. 428**

- VI. Bericht über eine vorgebliche Entdeckung des Hrn. Winterl, Professors der Chemie zu Pesth; abgefaßt der ersten Klasse des franz. Instituts von Fourcroy, Guyton-Mor-**

veau, Berthollet und Vauquelin, Frei
übersetzt von Gilbert.

Seite 451

VII. Neue Lehren von der Magnetnadel.

471

VIII. Ein Wegemesser für Kutschen, und Ryan's
Patent-Berg-Bohrer; von Edgworth, Esq.,
zu Edgworthstown in Irland.

483

IX. Preisfrage der mathematischen Klasse der königl.
Akademie der Wissenschaften zu Berlin,
auf das Jahr 1811

487

ANNALEN DER PHYSIK.

JAHRGANG 1809, NEUNTES STÜCK.

I.

THEORIE DER KRAFT,
*welche in den Haarröhren und bei ähnlichen
Erscheinungen wirkt;*

von

P. S. L A P L A C E,

Kanzler des Senats,

Groß-Officier der Ehrenlegion und Mitgl. des Nat. Instit.

Frei übersetzt, mit einigen Anmerkungen,

von

Brandes und Gilbert.

Herr La Place hat seine Theorie der haarröhren-
artigen Erscheinungen als ein Supplement zu dem
zehnten Buche seiner *Mechanik des Himmels*, (wel-
ches Buch den vierten Band des berühmten Wer-
kes beschließt,) später als diesen Band selbst be-
kannt gemacht. Zuerst erschien einzeln und mit ei-
nem besondern Titelblatt versehen: *Théorie de l'action
capillaire, par Mr. La Place, Paris, 23. Avril 1805, 62 S.*
q. 1 Kpftfl.; und das Jahr darauf: *Supplément à la
Théorie de l'action capillaire, par Mr. La Place, Paris
1807, 78 S. q.* Hr. Freiherr von Humboldt, der
Annal. d. Physik. B. 33. St. 1. J. 1809. St. 9. A

veau, Berthollet und Vauquelin, Frei
übersetzt von Gilbert.

Seite 451

VII. Neue Lehren von der Magnetnadel.

471

VIII. Ein Wegemeßer für Kutschen, und Ryan's
Patent-Berg-Bohrer; von Edgworth, Esq.,
zu Edgworthstown in Irland.

483

IX. Preisfrage der mathematischen Klasse der königl.
Akademie der Wissenschaften zu Berlin,
auf das Jahr 1811

487

ANNALEN DER PHYSIK.

JAHRGANG 1809, NEUNTES STÜCK.

I.

THEORIE DER KRAFT,

*welche in den Haarröhren und bei ähnlichen
Erscheinungen wirkt;*

von

P. S. L A P L A C E,

Kanzler des Senats,

Groß-Officier der Ehrenlegion und Mitgl. des Nat. Instit.

Frei übersetzt, mit einigen Anmerkungen,

von

Brandes und Gilbert.

Herr La Place hat seine Theorie der haarröhren-
artigen Erscheinungen als ein Supplement zu dem
zehnten Buche seiner *Mechanik des Himmels*, (wel-
ches Buch den vierten Band des berühmten Wer-
kes beschließt,) später als diesen Band selbst be-
kannt gemacht. Zuerst erschien einzeln und mit ei-
nem besondern Titelblatt versehen: *Théorie de l'action
capillaire, par Mr. La Place, Paris, 23. Avril 1806, 62 S.
q. 1 Kpftl.*; und das Jahr darauf: *Supplément à la
Théorie de l'action capillaire, par Mr. La Place, Paris
1807, 78 S. q.* Hr. Freiherr von Humboldt, der
Annal. d. Physik. B. 33. St. 1. J. 1809. St. 9. A

Sind die Untersuchungen des Herrn La Place über die Kraft, welche in den haarröhren-artigen Erscheinungen wirkt, von so hoher Wichtigkeit für die Physik und selbst für die Chemie, daß in Zukunft schwerlich ein Naturforscher die Resultate derselben wird übergehen und nicht wissen dürfen, und daß es eifrigen Freunden der Naturkunde nicht an Veranlassung fehlen wird, sich eine umständliche Einsicht in den Gang zu wünschen, den Herr La Place genommen hat, um zu solchen Folgerungen zu gelangen. Nach meiner Ueberzeugung reicht dazu ein Ueberschauen der mathematischen Entwickelung im Allgemeinen aus, wobei man diese nicht gerade ganz zu ergründen braucht, sondern manches in ihr als historisches Datum annehmen kann. Ich halte daher eine lichtvolle Darstellung dieser Theorie, in ihrem ganzen Detail, nicht für fremdartig für ein Werk, das zwar nach seiner Bestimmung in die Hand von Lesern kommt, von denen der kleinste Theil dem tiefsinnigen Mathematiker in seiner Analyse mit deutlicher Einsicht wird folgen können, von denen ich aber annehmen darf, daß sie jeden neuen Aufschluß über die Geheimnisse der Natur mit regem Geiste ergreifen, und also die Mühe nicht scheuen werden, aus dem Ganzen, welches sie hier finden, so viel für sich heraus zu lesen, als ihnen nützt und frommt. Endlich dünkt es mir keine unbillige Anforderung zu seyn, welche die unter uns noch immer zahlreichen Kenner und Freunde des mathematischen Studiums an diese Annalen machen, daß auch ihr Interesse so viel als möglich in diesen Jahrbüchern wahrgenommen werde, und daß die Annalen die eingreifendsten Forschungen aus der mathematischen Physik nicht übergehen, durch welche die Wissenschaft, wenn auch nicht auf eine so glänzende, doch auf eine sicherere und bleibendere Art erweitert wird, als es

auf den leichter zu durchlaufenden Wegen geschieht, die jetzt, wie immer, die betreteneren sind. Alle diese Gründe haben mich über die Bedenklichkeiten beruhigt, welche die vielen Formeln in mir erregen mußten, und der Gedanke an den Eindruck, den sie auf das größere Publikum machen möchten, in dessen Hände die *Annalen* als Zeitschrift kommen; und ich wage es getrost, die Theorien des Herrn La Place über die haarröhren-artigen Wirkungen in der Natur meinen Lesern in einer Bearbeitung vorzulegen, welche auch von der mathematischen Seite vollständig ist. Mögen sie sich durch die gehäuften Integrations- und Functionszeichen und durch die vielen Formeln nicht abhalten lassen, aus dieser Untersuchung (auch wenn das Mathematische ihnen unverständlich wäre) das heraus zu suchen, was für sie ist.

Hr. Dr. Brandes entschloß sich auf mein Ersuchen, das, was er mir zugeschickt hatte, nochmahls umzuarbeiten, um die *Theorie* und das *Supplement* völlig in einander zu verschmelzen, und das Ganze, so weit es den Naturforscher interessiert, vollständig darzustellen; und ich darf hinzu setzen, daß die Untersuchung hier lichtvoller und leichter zu überschauen, als in dem Originale selbst erscheint. Das, was ich schon bearbeitet hatte, übergab er, daher ich die zur Einleitung dienenden Betrachtungen über die haarröhren-artigen Wirkungen im Allgemeinen, und den Abschnitt, der die prüfenden Versuche enthält, nach meiner freien nochmahls revidirten Uebersetzung hier seiner Arbeit beigefügt habe. In der Einleitung habe ich vieles aus dem eingeschaltet, was Herr La Place im *Journal de Phys.* von seiner Theorie sagt; in der Darstellung der prüfenden Versuche konnte ich manches abkürzen.

Herr Brandes legt in dem Vorberichte, der auf den gegenwärtigen folgt, selbst Rechenschaft von der

Art ab, wie er das Original in seiner Uebersetzung wieder gegeben hat. Aus der Skizze, die er von der Arbeit der Herrn La Place entwirft, wird der Leser ersehen, daß das Ganze aus vier Haupttheilen besteht, die gewisser Maßen (in so fern man von einigen Grundformeln absteht) von einander unabhängig sind. Ich habe diese vier Haupttheile in die vier Stücke der Annalen, welche den 33. Band (oder den 3. Band der Neuen Folge) ausmachen werden, so vertheilt, daß jedes Stück einen dieser Haupttheile vollständig enthalten wird. Was Herr La Place von seinen spätern Untersuchungen dem National-Institute mitgetheilt hat, werde ich bei den übrigen Haupttheilen auf eine ähnliche Art benutzen, als es hier bei dem ersten Haupttheile mit dem frühern Berichte geschehen ist, und als Einleitung werde ich diesen Haupttheilen die populäre Darstellung vorsetzen, welche Herr Biot von den neuern Untersuchungen des Herrn La Place für das grössere Publikum entworfen hat. Ich habe sie (in dieser Absicht) bis jetzt für die Annalen noch nicht benutzt, und sie verhält sich zu jenen Haupttheilen fast eben so, als die Einleitung, welche Herr La Place der *Theorie* vorgesetzt hat, zu seiner frühern Theorie, die den ersten Haupttheil ausmacht. Der Leser wird auf diese Art, in einem einzigen Bande meiner Annalen der Physik, das Ganze unserer freien Uebersetzung dieser sehr wichtigen Untersuchungen des Hrn. La Place beisammen erhalten; ein Grund, warum ich von meinem anfänglichen Vorsatze, davon einige Exemplare als ein eigenes Werk abdrucken zu lassen, in so weit abgegangen bin, daß von solchen Exemplaren nicht mehr vorhanden seyn werden, als ich zu Geschenken für Freunde bestimme.

Gilbert.

Vorerinnerungen von Brandes.

Obgleich man schon lange das Aufsteigen flüssiger Körper in Haarröhrchen, die an beiden Enden offen und in ein unbegrenztes Fluidum eingetaucht sind, als einen Beweis betrachtet hatte, daß die Röhre anziehend auf das Fluidum wirke: so war es doch niemanden gelungen, die Gesetze dieser Attraction zu bestimmen, und daraus Regeln für diese Erscheinungen herzuleiten. Herrn La Place gelang dieses, und zwar ohne daß es einer andern Hypothese bedurfte, als der schon durch Beobachtungen sehr wahrscheinlich gemachten, daß diese Attraction mit zunehmender Entfernung sehr schnell abnehme, und schon bei den kleinsten für unsere Sinne merklichen Abständen unbemerkbar klein werde.

Wenn man das Wasser in einer gut befeuchteten engen Glasröhre, die in ein weiteres Gefäß eingetaucht ist, beobachtet, so findet man die Oberfläche in der Röhre nicht nur über die Oberfläche im Gefäße erhoben, sondern jene Oberfläche ist auch concav gekrümmt, und wenn die Röhre cylindrisch ist, so liegt der niedrigste Punkt der Oberfläche in der Achse der Röhre. Legt man durch diesen niedrigsten Punkt der Oberfläche eine horizontale Ebene, so schneidet sie einen Meniscus der flüssigen Masse ab; und die Wirkung dieses Meniscus, oder eigentlich seines äußerst nahe um die Achse liegenden Theiles, ist es, welche den Wasserfaden, der sich in der Achse der Röhre oberhalb des Niveau's der umgebenden Flüssigkeit befindet, im Gleichgewichte hält; den Meniscus selbst aber muß man als durch die Röhrenwand gehalten ansehen. Die Untersuchung

fängt daher mit der Wirkung des Meniscus auf die in der Achse der Röhre befindlichen Wassertheilchen an; es ergeben sich dann Mittel, um die Gestalt der concaven Oberfläche, und endlich, um die Höhe zu finden, zu welcher das Flüssige sich in der Röhre erhebt. Diese Untersuchungen (in meiner Bearbeitung §. 1. bis 7.) machen die Grundlage der Theorie aus, und §. 8. bis 11. sind weiteren Anwendungen auf einzelne Fälle gewidmet; §. 12. beschäftigt sich dann, da bisher alles auf jenen Meniscus zurück geführt war, mit denjenigen Kräften, welche diesen Meniscus selbst erhalten und bilden.

So sehr genügend diese Theorie in aller Hinsicht war, so hielt es doch der scharfsinnige Verfasser der Mühe werth, die Untersuchung noch einmahl auf einem ganz andern Wege anzufangen. Diese neue Untersuchung macht hier den *zweiten Haupttheil* (§. 13. bis 18.) aus. Der Verfasser fängt mit Betrachtung aller Kräfte an, welche auf das Wasser in der Röhre und im Gefäße wirken, leitet daraus einige der schon oben gefundenen Resultate mit mehrerer Leichtigkeit ab, und fügt neue sehr interessante Untersuchungen hinzu, deren Inhalt zu mannigfaltig ist, um hier näher angeführt zu werden.

Die Untersuchungen §. 19. bis 25., welche hier den *dritten Haupttheil* ausmachen, betreffen das scheinbare Anziehen und Abstoßen, welches man an schwimmenden Körpern bemerkt; die Adhäsion ebener Flächen an einer flüssigen Oberfläche, und die Gestalt eines grossen, auf einer horizontalen Ebene ruhenden, Quecksilbertropfens.

Endlich enthält der *vierte Haupttheil* Betrachtungen, welche besonders auch für den Chemiker wichtig sind, und tiefe Blicke in das Innere der Körper und in die Natur ihrer Bestandtheile.

Alles dieses zusammen ist der Inhalt der beiden Abhandlungen, die, unter dem Titel: *Théorie de l'action capillaire* und *Supplément à la Théorie de l'action capillaire*, 1806 und 1807 zu Paris erschienen sind. So weit diese Abhandlungen von mir bearbeitet sind, habe ich sie fast ganz, doch in den mathematischen Untersuchungen, wo es auf das Wort des Autors nicht so genau ankommt, frei übersetzt; wenn die Deutlichkeit oder das Bedürfnis ungeübter Leser es forderte, habe ich Erörterungen eingeschaltet; einige minder wichtige Untersuchungen habe ich abgekürzt, und einige bloß mathematische Erörterungen habe ich ganz weggelassen. Ungeachtet dieser kleinen Abänderungen kann man, wie ich hoffe, alles als genau dem Sinne des Verfassers entsprechend ansehen, und ihn also immer als selbst redend betrachten, da ich alle mir eigentlich eigenen Bemerkungen (wozu ich bloße Erläuterungen der Rechnung, in denen man nicht irren kann, nicht zähle,) als besondere Anmerkungen beigefügt habe. In der Anordnung der Materien habe ich mir die Freiheit genommen, dasjenige aus dem Supplemente, was zu verwandten Sätzen in der ersten Theorie gehörte, da einzuschalten, wo es sich am besten anschloß, z. B. die §§. 5. und 7.; dagegen habe ich aus der Theorie die Untersuchung über das Anziehen schwimmender Körper mit demjenigen vereinigt, was im Supplemente ausführlicher darüber vorkommt.

Diese Bemerkungen glaubte ich theils zur Einleitung, theils als Erklärung über die Art meiner Bearbeitung voran schicken zu müssen.

H. W. Brandes.

warum nämlich die Höhen, bis zu welchen eine Flüssigkeit in Haarröhren von gleicher Materie steigt, dem Durchmesser der Röhrchen verkehrt proportional sind. Clairaut begnügt sich mit der Bemerkung, die er nicht beweiset, daß es unendlich viele Gesetze der Anziehung geben müsse, aus denen dieses Resultat folgt, wenn man sie in seine Formeln substituirt. Das Gesetz der Anziehung für diesen Fall ist aber gerade der schwierigste und wichtigste Punkt der Theorie, und unentbehrlich, um alle Erscheinungen, welche mit denen in den Haarröhren in eine Klasse gehören, mit ihnen unter dieselbe Theorie zu vereinigen, wie Clairaut sich sehr bald überzeugt haben würde, wäre er zu den haarröhren-ähnlichen Räumen zwischen zwei parallelen Ebenen fortgegangen, und hätte er aus seiner Analyse abzuleiten versucht, warum eine Flüssigkeit zwischen zwei solchen Ebenen eben so hoch, als in einer Haarröhre steht, deren Durchmesser noch einmahl so groß als der Abstand der beiden Ebenen von einander ist; wofür noch niemand eine Erklärung versucht hat. Ich bin seit langer Zeit bemüht gewesen, diesem Mangel der Theorie des großen Geometers abzuhelpen; endlich haben mich neue Untersuchungen dahin geführt, nicht bloß zu erkennen, daß ein Gesetz dieser Art wirklich vorhanden ist, sondern auch darzuthun, daß alle Gesetze, welche nur unter der Bedingung gelten, daß die Anziehung in angeblichen Entfernungen merkbar zu seyn aufhört, für die Flüssig-

keit eine Höhe geben, die dem Durchmesser der Haarröhren verkehrt proportional ist; und dieses hat mich zu einer vollständigen Theorie aller Arten dieser Erscheinungen geführt.

Clairaut nimmt an, die Anziehung der Wände der Haarröhre wirke merkbar bis in die Achse des Röhrchens. Hierin weiche ich von seiner Meinung ab, und glaube vielmehr mit Hawksbee und mit vielen andern Physikern, daß die Kraft der Haarröhren, gleich der strahlenbrechenden Kraft und gleich den chemischen Verwandtschaften, *nur in unmerkbaren Entfernungen* merklich ist. Nach Hawksbee's Beobachtungen steigt das Wasser in Haarröhrchen, wenn ihr innerer Durchmesser derselbe ist, stets bis zu einerlei Höhe, sie mögen aus sehr dünnem oder aus sehr dickem Glase bestehen. Folglich können alle cylindrischen Glascichten, welche eine angebliche Entfernung von der innern Oberfläche des Röhrchens haben, nichts zum Ansteigen des Wassers in der Haarröhre beitragen, wenn igleich jede derselben einzeln genommen eine in ihr befindliche Flüssigkeit anheben würde. Eine zweite Erfahrung, welche zum Beweise der Richtigkeit jenes Principis dient, ist, daß, wenn man die innere Oberfläche eines Glasröhrchens noch so dünn mit Fett überzieht, kein Ansteigen des Wassers darin Statt findet. Und doch wirkt in diesem Falle das Röhrchen noch ganz so, wie zuvor, auf das Wasser, das sich in der Achse desselben befindet. Denn daß das da-

zwischen liegende Fett ihre Anziehung nicht hindert, und daß Glas durch Fett, so wie im ersten Falle durch die davor liegenden Glastheilchen, anziehend ungestört hindurch wirkt, dafür sprechen die Erhebungen, der Schwere und die magnetischen, ja selbst die elektrischen, Anziehungen und Zurückstossungen. Ihnen analog muß auch die Anziehung der Haarröhren durch alle Körper hindurch wirken; eine Hypothese, von der Newton, Clairaut und alle Geometer, welche über die Anziehung in den Haarröhren Berechnungen angestellt haben, ausgegangen sind. Da folglich die dünnste Fetthaut macht, daß die Wirkung der Haarröhre auf eine Flüssigkeit nicht mehr wahrzunehmen ist; so muß diese Wirkung in jeder angeblichen Entfernung ganz unmerkbar seyn.

Noch ein dritter Beweis für dieses Princip. Es läßt sich bekanntlich durch anhaltendes Kochen dahin bringen, daß Quecksilber in einer gläsernen Haarröhre nicht, wie gewöhnlich, niedriger als in einer Quecksilberfläche, in die es getaucht wird, sondern im Niveau derselben steht, und durch noch längeres Kochen läßt es sich selbst bewirken, daß das Quecksilber in dieser Haarröhre über das Niveau angehoben wird. Diese Erscheinung scheint mir darauf zu beruhen, daß die innere Oberfläche der Röhre in ihrem gewöhnlichen Zustande mit einer höchst dünnen Lage von Wasser überzogen ist; welche die gegenseitige Ein-

wirkung des Glases und des Queckfilbers auf einander schwächt; und daß diese Einwirkung beider allmählich thätig wird, wenn man durch anhaltendes Kochen des Queckfilbers in dem Röhrchen, die Dicke dieser Lage immer mehr vermindert. Beiden Versuchen, welche ich mit Lavoisier über die Barometer angestellt habe, haben wir durch langes Kochen des Queckfilbers in der Barometerröhre die Convexität der innern Oberfläche des Queckfilbers ganz verschwinden gemacht, und es endlich dahin gebracht, daß diese Oberfläche hohl wurde; so bald wir aber ein Tröpfchen Wasser in die Röhre hinein ließen, war die convexe Oberfläche sogleich wieder da. Bedenkt man nun, wie außerordentlich dünn die Lage Wasser seyn muß, welche die Röhre in ihrem Innern überzieht, besonders wenn man die Röhre und das Queckfilber zuvor stark ausgetrocknet hat (welches nicht hinreicht, die gewöhnliche Wirkung der Capillarität aufzuheben)*); so wird man unstreitig darin mit mir übereinstimmen, daß die Wirkung des Glases auf das Queckfilber nur in unmerklichen Entfernungen merklich seyn kann.

Dieses ist das Princip, von welchem ich ausgehe. Ich fange damit an, die Einwirkung einer flüssigen Masse, welche sich in einer hohlen oder in einer erhabenen sphärischen Oberfläche endigt, auf eine Säule derselben Flüssigkeit, die im Innern eines unendlich engen Kanals gedacht wird, der

*) Man vergl. *Annal.* XXV. S. 244. Anm. *Gilbert.*

verlängert durch den Mittelpunkt der sphärischen Oberfläche gehen würde, durch Rechnung zu bestimmen, nach Formeln, welche man in meiner *Mechanik des Himmels* findet. Unter dieser *Einwirkung* verstehe ich den Druck, welchen die in dem Kanal eingeschlossene Flüssigkeit vermöge der Attraction der ganzen Masse auf einen ebenen, senkrecht auf die Wände des Kanals stehenden Querschnitt ausübt, der sich in irgend einer angeblichen Entfernung von der Oberfläche befindet, wobei dieser Querschnitt als Einheit angenommen wird *). Ich zeige, daß diese Einwirkung kleiner oder größer ist, als sie es seyn würde, wenn die Oberfläche eine Ebene wäre; kleiner, wenn die Oberfläche hohl, größer, wenn die Oberfläche erhaben ist.

Der analytische Ausdruck derselben besteht aus zwei Gliedern. Das *erste* Glied, welches sehr viel größer als das zweite ist, drückt die Wirkung der durch eine ebene Oberfläche begrenzten Masse aus; und ich glaube, daß von diesem Gliede das Schwebenbleiben einer Quecksilbersäule von der

dop-

*) Vortrefflich entwickelt und erläutert findet man diese Erklärung in der Darstellung des Herrn Biot, *Annal. der Phys.* 1807. St. 3., oder B. XXV. S. 233 f. Alle Theilchen eines Flüssigen ziehen sich gegenseitig mit einer Kraft an, die nur bis auf unmerkliche Entfernungen reicht; dadurch entsteht in jedem Theilchen im Innern des Flüssigen nach allen Richtungen ein gleicher, also gar kein Druck, in der Oberfläche aber ein Druck, der nach dem Innern des Flüssigen hinein geht. Von diesem Drucke, auf dessen Größe die Gestalt der Oberfläche Einfluß hat, ist hier die Rede.

doppelten oder dreifachen Höhe des Luftdrucks in einer Barometerröhre, das Brechungsvermögen der durchsichtigen Körper, die Cohäsion, und überhaupt die chemischen Verwandtschaften abhängen. Das *zweite* Glied drückt den Theil der Wirkung aus, welcher von der Sphäricität der Oberfläche herrührt; also die Einwirkung des zwischen dieser Oberfläche und der sie berührenden Horizontalebene enthaltenen Meniscus. Dieses Glied ist negativ, wenn die Oberfläche hohl, positiv, wenn sie erhaben ist. In beiden Fällen ist es dem Halbmesser der sphärischen Oberfläche verkehrt proportional; auch wird in der That, je mehr dieser Halbmesser abnimmt, der Meniscus um den Punkt der Berührung desto bedeutender. Auf diesem zweiten Gliede beruhen die Wirkungen der Capillarität, welche auf diese Art von den chemischen Verwandtschaften, die das erste Glied darstellt, abweichen.

Aus diesen Resultaten über Körper, die sich in wahrnehmbaren Abschnitten von Kugelflächen endigen, folgere ich das folgende *allgemeine Theorem*: Wenn die Anziehung in unmerklichen Entfernungen unmerkbar ist, so muß, gleich viel welches übrigens ihr Gesetz sey, die Einwirkung eines Körpers, der sich in eine krumme Oberfläche endigt, auf eine unendlich enge Ader im Innern desselben, die in irgend einem Punkte der krummen Oberfläche senkrecht auf ihr steht, der halben Summe der Einwirkungen zweier Kugeln auf denselben

Kanal gleich seyn, welche, die eine mit dem größten, die andere mit dem kleinsten Halbmesser der Krümmung, welche die Oberfläche in jenem Punkte hat, beschrieben würden.

Mittelt dieses Theorems und der bekannten Gesetze des Gleichgewichts der Flüssigkeiten läßt sich die *Gestalt* bestimmen, welche eine flüssige, von der Schwere belebte, Masse in einem Gefäße, dessen Gestalt gegeben ist, annehmen muß. Diese Aufgabe führt auf eine Gleichung mit partiellen Differenzialen von der zweiten Ordnung, deren Integral auf keinem der bekannten Wege zu finden ist. Läßt sich die Gestalt des Gefäßes durch Umdrehung einer ebenen Figur entstanden denken, so verwandelt sich diese Gleichung in eine mit gewöhnlichen Differenzialen, und man kann sie, für den Fall, daß die Oberfläche sehr klein ist, auf eine Art integrieren, die der Wahrheit nahe kommt.

Ich zeige auf diese Art, daß in einer *cylin-
drischen Röhre* von unbedeutendem Durchmesser, der Durchschnitt einer senkrechten Ebene, die durch die Achse gelegt ist, mit der Oberfläche der Flüssigkeit eine Curve von der Art derer bildet, welche die Mathematiker *elastische Linien* genannt haben, und in die sich ein elastischer Blechstreifen biegt, der mit Gewichten beschwert wird. Der Grund davon liegt darin, daß in dieser Durchschnittslinie, wie in der elastischen Curve, die Kraft, welche von der Krümmung herrührt, dem Halbmesser der Krümmung verkehrt proportional

ist. Wenn die Röhre *sehr enge* ist, so nähert sich die Oberfläche der Flüssigkeit in ihr einem Abschnitte einer Kugelfläche, und das desto mehr, je kleiner ihr Durchmesser ist. Gesetzt, in Röhrchen, welche aus derselben Materie bestehen, wären diese Kugelabschnitte sehr nahe einander ähnlich, so müßten die Halbmesser derselben den Durchmessern dieser Röhrchen sehr nahe proportional seyn.

Dafs aber eine Flüssigkeit in verschiedenen sehr engen Röhren, welche aus derselben Materie bestehen, sich so setzen muß, dafs ihre Oberflächen ähnliche Abschnitte von Kugelflächen bilden, erhellt ohne Schwierigkeit daraus, dafs die Entfernung, in welcher die Anziehung der Röhre aufhört, merkbar zu seyn, unmerklich ist. Denn gesetzt, es gäbe ein so stark vergrößerndes Mikroskop, dafs diese unmerkliche Entfernung, durch dasselbe gesehen, ein Millimeter lang zu seyn schiene, so würde der ganze Durchmesser der Röhre, wenn er auf dieselbe Art vergrößert erschiene, sich wahrscheinlich in einer Länge von mehreren Metern zeigen. Bei einer cylindrischen Wand, die einen Durchmesser von dieser Gröfse hätte, liefsen sich aber senkrechte Streifen, die nur ein Millimeter breit wären, ohne bedeutenden Fehler für Ebenen nehmen. Innerhalb der unmerklichen Entfernung, auf welche die Anziehung der Wand des Röhrchens eingeschränkt ist, wirkt daher die Röhrchenwand sehr nahe wie eine Ebene, und folglich

mufs an ihr die Oberfläche der Flüssigkeit gerade auf dieselbe Weise herab gehen oder ansteigen, wie das bei einer ebenen Wand geschehen würde. Weiter ab ist die Flüssigkeit keinem andern merkbaren Einflüsse unterworfen, als der Schwere, und der Kraft, welche sie auf sich selbst ausübt. Ihre Oberfläche mufs daher sehr nahe die Gestalt eines Abschnitts einer Kugelfläche annehmen, dessen äusserste [berührende] Ebenen mit denen der flüssigen Oberfläche da zusammen fallen, wo die Grenzen der Sphäre der merkbaren Wirkung des Röhrchens sind. Ist dieses aber der Fall, so haben sie in verschiedenen Haarröhren sehr nahe einerlei Neigung gegen die Röhrenwände; und daraus folgt, dass sie alle sehr nahe ähnliche Abschnitte von Kugelflächen seyn müssen.

Nimmt man diese Resultate zusammen, so zeigt sich die wahre Ursache, warum in Haarröhren aus derselben Materie, aber von verschiedener Weite, Flüssigkeiten sich genau im verkehrten Verhältnisse der Durchmesser der Röhrchen über ihr Niveau erheben, oder sich unter dasselbe erniedrigen. Denkt man sich nämlich in der Achse der Haarröhre einen unendlich engen Kanal, der sich etwas unterhalb des Röhrchens wieder aufwärts biegt, und sich in der horizontalen Ebene der Flüssigkeit endigt, in welche das Röhrchen eingetaucht ist [z. B. *OZRV*, Fig. 4. Taf. I.], so wird die Einwirkung der im Haarröhrchen befindlichen Flüssigkeit auf den Kanal, wenn ihre Oberfläche hohl

ist, kleiner seyn, als die Einwirkung der ebenen Oberfläche der Flüssigkeit auf den Kanal; die Flüssigkeit wird also im Röhrchen ansteigen, um diese Ungleichheit auszugleichen. Nun aber steht, nach dem Vorhergehenden, diese Ungleichheit im verkehrten Verhältnisse mit dem Durchmesser des Haarröhrchens; demselben Verhältnisse muß also auch der Stand, den eine Flüssigkeit in dem Röhrchen über dem Niveau annimmt, entsprechen.

Quecksilber steht in gewöhnlichen Haarröhrren aus Glas mit convexer Oberfläche. In diesem Falle ist die Einwirkung der flüssigen Oberfläche im Röhrchen auf den unendlich engen Kanal stärker, als die Einwirkung der ebenen Oberfläche im Gefäße. Daher muß das Quecksilber im Röhrchen unter dem Niveau um eine Grösse stehen, welche dem Unterschiede beider Wirkungen entspricht, und daher wieder dem Durchmesser des Röhrchens verkehrt proportional ist.

Der ganze Antheil, welchen die Attraction des Haarröhrchens an dem Stande einer Flüssigkeit in dem Röhrchen hat, dieser sey über oder unter dem Niveau, ist also darauf eingeschränkt, daß sie die Lage der ersten ebenen Elemente der Oberfläche der Flüssigkeit, welche sich in unmerklicher Entfernung von den Wänden der Röhren befinden, bestimmt; von dieser Lage hängt es ab, ob die Oberfläche hohl oder erhaben, und wie groß ihr Halbmesser wird. Durch das Reiben der Flüssigkeit an den Wänden des Röhrchens kann die

Krümmung der Oberfläche ein wenig vermehrt oder vermindert werden, wovon das Barometer täglich Beweise giebt; dann nehmen aber auch die Wirkungen der Capillarität nach demselben Verhältnisse zu oder ab. Ueberhaupt können sie durch Mitwirkung von Kräften, welche auf der Concavität oder der Convexität der Oberflächen beruhen, sehr merklich erhöht werden.

Dieser Einfluss des Reibens auf die Krümmung der Oberfläche, und diese Einwirkung einer grössern oder geringern Convexität der Oberfläche auf den Stand der Flüssigkeit in einem Haarröhrchen, lassen sich durch folgende Versuche recht sichtbar machen *). Man bringe in ein heberförmig gebogenes, aufrecht stehendes, Haarröhrchen ein wenig Quecksilber und neige es nach dem einen Schenkel *A* zu. Das Quecksilber steigt dann in diesem Schenkel und zieht sich aus dem zweiten Schenkel *B* ein wenig zurück. Bringt man nun das Röhrchen langsam wieder in die senkrechte Lage, so bleibt das Quecksilber in jenem Schenkel mit minder convexer Oberfläche und etwas höher stehen, als in diesem. Die Quecksilbertheilchen der Oberfläche in *A*, welche das Glas berühi-

*) Diese Versuche, und die darauf folgenden des Herrn Hauy zur Bestimmung der Gestalt der Oberfläche, mit welcher Flüssigkeiten in Haarröhren stehen, führt Herr La Place in dem letzten Abschnitte der *Theorie* (dort §§. 15. und 16.) an. Ich habe sie hierher in einer etwas abgeänderten Ordnung versetzt, weil sie mir noch besser hierher zu passen schienen. Gilbert.

ren, reiben sich an dasselbe beim Zurücksinken, und leiden dadurch vom Glase ein kleines Hinderniß, welches die Quecksilbertheile, in der Mitte der Oberfläche nicht zu überwinden haben. Dadurch muß die Oberfläche hier etwas minder convex, die im Schenkel *B* dagegen aus demselben Grunde etwas stärker convex werden. Sogleich ist aber auch die Einwirkung des Quecksilbers auf sich selbst an dieser Oberfläche (im Schenkel *B*) stärker als an jener (in *A*), und es muß also in *B* etwas niedriger als in dem Schenkel *A* stehen. Eine ähnliche Wirkung nimmt man bei dem Barometer wahr, wenn es steigt oder fällt.

Der folgende Versuch ist nicht nur geeignet, die Wirkungen der Concavität und der Convexität der Oberflächen zu gleicher Zeit sichtlich zu machen, sondern er giebt auch ein Mittel an die Hand, wie sich der Halbmesser der Krümmung, welche die Oberfläche von Wasser in einem Haarröhrchen aus Glas annimmt, auf eine sehr einfache Weise finden liesse *). Man tauche ein Haarröhrchen, dessen Durchmesser bekannt ist, in Wasser, bis zu einer bekannten Tiefe; verschliesse, ehe man es heraus zieht, die untere Oeffnung mit dem Finger, und wische die äußere Oberfläche leicht ab, nachdem man es heraus gezogen hat. Nimmt man nun den Finger fort, so fließt Wasser heraus, und bildet

*) Das letztere ist ein Zusatz zu dem, was in der *Theorie* von diesem Versuche steht, den ich aus dem *Journ. de Phys.* an der angef. St. entlehne. Gilbert.

am untern Ende des Röhrchens einen Wassertropfen; doch bleibt immer in dem Röhrchen eine Wassersäule zurück, die in ihrer Länge die grösste Höhe übertrifft, bis zu welcher Wasser im Röhrchen sich in dem Falle erhebt, wenn das untere Ende desselben in einer grossen Fläche dieser Flüssigkeit eingetaucht ist. Diese grössere Länge rührt von der Einwirkung her, welche der Tropfen vermöge seiner Convexität auf die Wassersäule äussert, und sie ist desto bedeutender, einen je kleinern Durchmesser der Tropfen hat. Denn man übersieht leicht, dass in diesem Versuche die Concavität der obern Oberfläche des Wassers im Innern des Röhrchens, und die Convexität der untern Oberfläche (das ist die des ausserhalb der Haarröhre befindlichen Tröpfchens), beide vereint dahin wirken, das Wasser in dem Röhrchen aufwärts zu treiben. — Da die Länge der flüssigen Säule, welche dazu verwendet wird, dieses Tröpfchen zu bilden, die Masse desselben bestimmt, und da die Oberfläche des Tröpfchens sowohl, als die des Wassers im Röhrchen, sphärisch sind, so würden sich die Halbmesser dieser beiden Oberflächen leicht berechnen lassen, wenn man die Höhe der Flüssigkeit über der Spitze des Tropfens, und den Abstand dieser Spitze von der Ebene der untern Basis des Röhrchens kennt.

Taucht man ein heberförmiges Glasröhrchen mit ungleichen Schenkeln, wie *ABC* Fig 1, senkrecht so tief in Wasser, dass der kürzere Schenkel

AB sich ganz untergetaucht befindet, so steigt das Wasser im längern Schenkel über das Niveau um eine gewisse Höhe FG an. Zieht man dann das Röhrchen aus dem Wasser heraus, so bildet sich an der Oeffnung A ein Tröpfchen ANO , und denkt man sich, wenn das Wasser in dem längern Schenkel einen bleibenden Stand angenommen hat, durch den Gipfel N des Tröpfchens die Horizontallinie NI' gezogen, so ist nun die Wassersäule IC , welche in dem längern Schenkel über diese Horizontallinie steht, grösser als FG . Nimmt man das Tröpfchen mit dem Finger fort, und so die folgenden, die sich in A bilden, so wird diese Säule immer kleiner; kommt man endlich dahin, daß das Wasser in A mit ebener Oberfläche steht, so ist diese Säule genau gleich FG ; und bringt man dann aufs neue ein Tröpfchen auf A , und so mehrere, so daß die Oberfläche hier wieder convex wird, so steigt das Wasser in dem Schenkel BC aufs neue höher an, und die vorigen Erscheinungen kommen in umgekehrter Folge wieder. Die Grösse, um welche bei diesen Versuchen die in dem Schenkel BC angehobene Wassersäule die Höhe FG übertrifft, scheint der Convexität der Oberfläche ANO zu entsprechen: um von einer ganz genauen Correspondenz sich zu überzeugen, müßte man die Breite und den Pfeil dieser Oberfläche messen. Dieses liefs sich indess bei der grossen Schwierigkeit solcher Messungen nicht thun.

*) Wenn Wasser aus einem Gefäße durch einen Heber abläuft; der aus einem Haarröhrchen oder aus zweien von verschiedener Weite besteht (wie in Fig. 2.), und man zieht den Heber aus dem Gefäße heraus, so wird das Wasser aus dem längern Schenkel nicht ablaufen; im Fall beide Schenkel in ihrer Länge um weniger von einander verschieden sind, als um die Höhe, um welche eine Flüssigkeit in einem Haarröhrchen von der Weite des kürzern Schenkels über ihr Niveau ansteigt. Auch dieses erklärt sich sehr leicht aus der Gestalt der flüssigen Oberflächen in den beiden Schenkeln. Man setze nämlich die eben erwähnte Höhe h ; ferner die Einwirkung der Flüssigkeit bei ebener Oberfläche auf sich selbst K , die Wirkung der Schwere g ; den Druck der Atmosphäre P und den kürzern Arm des Hebers q , den längern q' . Da die Flüssigkeit in dem kürzern Arm ein- und aus dem längern ausströmt, so wird sie in dem ersten Augenblicke nach dem Herausziehen des Hebers an der Oeffnung des kürzern mit concaver, an der des längern mit convexer Oberfläche stehen. Folglich wird die Flüssigkeit eines unendlich engen Kanals, den wir uns in der Achse des Haarröhrchens denken wollen, mit folgender Kraft von unten nach oben gedrückt werden: an der Oeffnung des kürzern Schenkels durch $P - gq + K - g \cdot h$; an der Oeffnung des längern Schenkels dagegen, wenn die

*) Nur in diesem Abfatze bin ich, der Kürze halber, von den Worten des Herrn La Place abgewichen. *Gilbert.*

Oberfläche des Wassers dort eben wäre, durch $P - gq' + K$; ist die Oberfläche dort convex, so ist der Druck noch gröfser. Nun aber ist, wenn $q' - q < h$, schon dieser Druck gröfser als der erste, und das Wasser kann folglich, wenn diese Bedingung erfüllt ist, nicht aus dem längern Schenkel heraus fliefsen, wie das in der That die Versuche zeigen.

Die Physiker haben bis jetzt die Concavität und die Convexität der Oberfläche, in welche eine Flüssigkeit in haarröhren-artigen Räumen sich setzt, nur für eine entferntere Wirkung der Haarröhren-Kraft, und nicht für die Haupt-Ursache aller haarröhren-artigen Erscheinungen gehalten. Dieses scheint der Grund zu seyn, warum es ihnen bisher von keiner besondern Wichtigkeit dünkte, die Art und die Gröfse der Krümmung dieser Oberflächen zu bestimmen. Für die hier vorgelegene Theorie, die alle haarröhren-artigen Erscheinungen hauptsächlich von der Krümmung der Oberflächen abhängen läfst, hat dieses dagegen ein hohes Interesse. Die Herren Hany und Trömer y haben auf mein Ersuchen sich damit beschäftigt, *die Krümmung der Oberfläche des Wassers in Haarröhren zu messen*. Zu dem Ende haben sie in eine Röhre von 2 Millimeter innerem Durchmesser (*AB* Fig. 3.) eine Säule Wasser, wie *MmnN* hinein gebracht, die Röhre an beiden Enden verschlossen, sie senkrecht gehalten, und in dieser Lage die Längen *Mm* und *ln* mit möglichster Sorg-

salt gemessen; letztere Linie ist der Abstand der beiden am wenigsten von einander entfernten Punkte der beiden hohlen Menisken. Der Unterschied $Mm - Ii$ gab ihnen die Grössen der beiden Pfeile $PI + pi$; sie fanden sie gleich $\frac{41}{8} MN$. Wären die beiden Menisken Halbkugeln, so müßten sie sie gleich MN gefunden haben. Da aber die Oberfläche des Wassers, wenn sie eine Halbkugel ist, von den Wänden der Röhre als Tangenten berührt wird, und es nicht möglich ist, die Stelle einer solchen Berührung zu sehen, so würden in diesem Falle die Beobachter für M nicht den wahren Berührungspunkt, sondern einen tiefer liegenden Punkt genommen haben, wo das Wasser schon eine merkbare Entfernung von den Glaswänden hatte. Um $IP + ip = \frac{41}{8} MN$ zu finden, würden sie für M und m nur Punkte zu nehmen gebraucht haben, wo das Wasser sich um 0,0226 Millimeter von den Röhrenwänden entfernt hatte; und daß dieses in der That geschehen sey, ist nichts weniger als unwahrscheinlich. Daher scheint es mir, dieser Versuch zeige an, daß die Glaswände Tangenten des Wassermeniskus sind. Die Herren Haüy und Tremery haben einen ähnlichen Versuch mit Orangenöhl angestellt, und dasselbe Resultat erhalten. Es läßt sich daher mit Wahrscheinlichkeit annehmen, daß Wasser, Öehle und überhaupt alle Flüssigkeiten, welche das Glas nassen, sich in Haarröhrchen mit einer Oberfläche setzen, welche sehr nahe eine Halbkugel ist. Als endlich die Beob-

achter auf dieselbe Art die krumme Oberfläche des Quecksilbers, in sehr engen Röhren zu bestimmen suchten, fand sich auch diese Oberfläche ungefähr der einer Halbkugel gleich.

Wenn man einem Röhrchen eine geneigte Lage giebt, so wird die Gestalt der Oberfläche, welche eine Flüssigkeit in demselben annimmt, gegen den Fall, wenn die Röhre senkrecht steht, nicht merklich verändert; sie nähert sich in beiden Fällen sehr der Gestalt eines Kugelabschnittes, dessen Achse in die Achse der Röhre fällt. Dieses beruht darauf, weil in der Formel für die Gestalt der Oberfläche die Schwere nur in Gliedern vorkommt, die bei sehr engen Röhren vernachlässigt werden können. Die senkrechte Höhe einer Flüssigkeit über ihr Niveau, oder die Tiefe unter demselben, muß daher in einem gegen den Horizont geneigten Haarröhrchen dieselbe, als in einem gleich weiten senkrechten Röhrchen seyn; und dieses zeigt in der That die Erfahrung.

Die folgende interessante Bemerkung rührt von Clairaut her. „Wenn die Anziehung, welche die Materie der Röhre auf die Flüssigkeit, und die Anziehung, welche die Flüssigkeit auf sich selbst ausübt, einerlei Gesetz unterworfen sind, und sich also nur in der Intensität unterscheiden *); so

*) Und das dürfte allerdings der Fall seyn, wenn ich mich anders nicht in der Meinung irre, daß bei Anziehungen, die nicht über die Berührung hinaus wirken, und bei denen wir uns nur durch eine mathematische Fiction Entfernungen denken können, von einem Gesetze, nach

findet folgendes Statt: „So lange die Intensität der erstern dieser Anziehungen (das heisst, der, mit welcher die Flüssigkeit auf die Röhre wirkt) nicht kleiner ist, als halb so gross, als die zweite (das heisst, als die, der Flüssigkeit auf sich selbst), muss die Flüssigkeit über ihr Niveau ansteigen. Ist jene genau halb so gross, als diese, so bleibt die Flüssigkeit in der Röhre im Niveau, und ihre Oberfläche ist horizontal, welches man leicht überfieht. Sind beide Intensitäten einander gleich, so ist die Oberfläche der Flüssigkeit hohl, hat die Gestalt der Oberfläche einer Halbkugel, und die Flüssigkeit steigt in dem Haarröhrchen an. Ist endlich die Intensität der Anziehung des Röhrchens null oder unmerklich, so wird die Oberfläche der Flüssigkeit im Röhrchen convex, ebenfalls halbkugelförmig, und die Flüssigkeit steht unter ihrem Niveau. Zwischen diesen beiden Grenzen wird die Gestalt der Oberfläche ein Abschnitt einer Kugelfläche, und zwar concav oder convex, je nach dem die Anziehung der Röhre an Intensität grösser oder kleiner ist, als die Hälfte der Anziehung der Flüssigkeit auf sich selbst.“

Es scheint mir wahrscheinlich, dass, so oft die Anziehung des Röhrchens auf die Flüssigkeit, die

welchem die Anziehung mit der Entfernung sich ändert, eigentlich nicht die Rede seyn kann; und dass, wenn man sich solche Gesetze fingiren wollte, die Resultate unabhängig von denselben seyn und also gleichmässig für alle Gesetze gelten müssten.

Gilbert,

Anziehung, welche die Flüssigkeit auf sich selbst ausübt, an Intensität übertrifft, die Flüssigkeit sich fest an die Röhren anhängt, und eine innere engere Röhre bilde, welche allein die Flüssigkeit ansteigen macht; daher dann ihre Oberfläche hohl, und der einer Halbkugel gleich ist. Ich glaube, daß dieses beim Wasser und bei Öhlen in Haarröhrchen aus Glase der Fall ist.

Alles dieses betraf die Theorie der eigentlichen Haarröhren, oder derjenigen haarröhren-artigen Räume, in welchen die Flüssigkeiten genau, oder wenigstens sehr nahe mit kugelförmiger Oberfläche stehen. Nachdem ich diese Theorie entwickelt hatte, wendete ich mich zu den haarröhren-artigen Räumen, in welchen Flüssigkeiten mit einer *cylindrischen Oberfläche* stehen; ein Fall, der zwischen zwei parallelen Ebenen eintritt, die einander sehr nahe sind, und deren unteres Ende in eine Flüssigkeit eingetaucht ist. Die Differenzialgleichung für die Oberfläche einer Flüssigkeit, welche sich in einem durch Umdrehung erzeugten haarröhren-artigen Raume befindet, führt zu folgendem allgemeinen Resultate, das auch diesen Fall umfaßt: Wenn man in eine *cylindrische Röhre* einen *dünnern Cylinder* hinein setzt, so daß beide einerlei Achse haben, und der Zwischenraum, der übrig bleibt, sehr enge ist; so wird in diesem Zwischenraume die Flüssigkeit gerade so hoch steigen, als in einem Haarröhrchen, dessen Halbmesser dem Abstände beider cylindri-

scher Flächen von einander gleich ist. Setzt man nun, der Halbmesser der Röhre und des Cylinders seyen beide unendlich, so hat man den Fall einer Flüssigkeit, welche sich zwischen zwei *senkrechten und parallelen Ebenen* befindet, die einander sehr nahe sind. Zwischen ihnen wird also eine Flüssigkeit ebenfalls erhoben oder herab gedrückt werden, um Höhen, welche dem Abstände der beiden Ebenen von einander verkehrt proportional sind, die aber nur halb so groß seyn werden, als in einem cylindrischen Haarröhrchen, dessen Durchmesser diesem Abstände gleich ist.

Als ich zu diesen Resultaten der Analyse gekommen war, ersuchte ich Herrn Haüy, sie durch Versuche zu prüfen. Er stellte seine Versuche (die man in III. findet) mit Röhren und Cylindern von einem sehr kleinen Durchmesser und zwischen Glastafeln, die einander sehr nahe waren, an, und fand, daß sie in beiden Fällen meinem Resultate völlig entsprachen. Als ich seitdem mehreres nachlas, was man über die haarröhrenartigen Wirkungen geschrieben hat, fand ich, daß in Gegenwart der Londner Societät und unter den Augen Newton's schon hierher gehörige Versuche waren angestellt worden, und daß das Resultat derselben ebenfalls dem meiner Analyse vollkommen entspricht. Man kann sich davon aus folgender Stelle von Newton's Optik überzeugen; dieses bewundernswürdigen Werkes, worin der große Mann eine Menge origineller Ansichten hinwirft,

nirft, in denen er feinem Jahrhunderte voraus
geeilt ift, und welche die neuere Chemie beftä-
tigt.

In der 31. Frage fagt Newton: „Hier einige
Verfuche derfelben Art. Wenn man zweiebene und
polirte Glasplatten, z. B. zwei gut polirte Spiegel-
gläfer, fo mit einander verbindet, daß ihre Ober-
flächen parallel und nur fehr wenig von einander
entfernt find, und fie mit ihren untern Rändern
in ein Gefäß mit Waffer fetzt; fo steigt das Waf-
fer zwischen beiden in die Höhe, und zwar deſto
höher, je näher beide Platten bei einander find.
Beträgt ihre Entfernung $\frac{1}{100}$ Zoll, fo steigt das
Waffer zwischen ihnen ungefähr 1 Zoll hoch; und
ift fie kleiner oder größer, fo ſteht die Höhe des
Waffers zwischen ihnen zu jener Höhe in einem Ver-
hältniſſe, welches ungefähr das Umgekehrte ihrer
Entfernungen iſt. — — Wenn man in ruhiges Waf-
fer das Ende eines fehr dünnen Glasröhrchens
taucht, fo steigt das Waffer in das Röhrchen an,
bis zu einer Höhe, welche dem Durchmeſſer der
innern Höhlung des Röhrchens verkehrt propor-
tional iſt, und erlangt dieſelbe Höhe, bis zu wel-
cher es ſich zwischen den beiden Glasplatten er-
hebt, wenn der Halbmefſer der innern Höhlung
der Entfernung der beiden Platten von einander
ungefähr gleich iſt. Uebrigens gelingen alle dieſe
Verfuche im luftleeren Raume eben ſo gut, als in
der Luft, wie man ſich davon in Gegenwart der
königlichen Societät überzeugt hat; ſie hängen

folglich auf keine Weise vom Gewichte oder vom dem Drucke der Atmosphäre ab." Newton führt noch an, daß das Wasser eben so zwischen zwei polirten Marmorplatten ansteige, wenn ihre polirten Flächen einander sehr nahe und parallel sind.

Durch eben so einfache Folgerungen aus meiner Analyse werden die Erscheinungen erklärt, welche ein Tropfen einer Flüssigkeit in einem konischen Haarröhrchen oder zwischen zwei Ebenen zeigt, die unter einem sehr kleinen Winkel gegen einander geneigt sind; und diese Erscheinungen sind dadurch eben so viele Bestätigungen meiner Theorie.

Eine kleine Wassersäule, die sich in einem konischen Haarröhrchen befindet, welches an beiden Enden offen ist, biegt sich, wenn man das Röhrchen horizontal hält, an das engere Ende. Daß dieses geschehen muß, läßt sich aus dem Vorhergehenden leicht übersehen. Die kleine Wassersäule im Röhrchen endigt sich zwar an beiden Seiten mit concaven Oberflächen; die Krümmung der Oberfläche, welche nach dem engern Ende zu liegt, ist aber von einem kleinern Halbmesser als die Krümmung der entgegen gesetzten Oberfläche. Folglich übert die Flüssigkeit auf sich selbst eine geringere Einwirkung an der kleinern Oberfläche als an der größern, und daher strebt sie nach der engern Oeffnung hin. Eine Quecksilbersäule biegt

sich dagegen in einem horizontal gehaltenen konischen Haarröhrchen an die weitere Oeffnung; denn da sie an beiden Seiten convexe Oberflächen hat, so ist ihre Einwirkung auf sich selbst da grösser, wo die Röhre enger ist, und sie treibt sich also selbst von dort weg.

Diesem Erfolge kann man durch das eigene Gewicht der kleinen flüssigen Säule entgegen wirken, und machen, daß sie im Gleichgewichte schweben bleibt; man braucht zu dem Ende nur die Achse des Haarröhrchens in eine geneigte Lage zu bringen. Eine sehr einfache Rechnung zeigt, daß, wenn die Länge der flüssigen Säule unbedeutend ist, für diesen Zustand des Gleichgewichts der Sinus des Neigungswinkels der Achse, nahe verkehrt proportional seyn muß dem Quadrate des Abstandes, worin die Mitte der flüssigen Säule von der Spitze des Kegels steht.

Dasselbe findet bei einem Tropfen Statt, der sich zwischen zwei gegen den Horizont geneigten Ebenen befindet, welche sich mit ihren horizontalen Rändern berühren, und einen sehr kleinen Winkel mit einander machen. Daß alle diese Resultate der Erfahrung völlig entsprechen, sieht man aus dem, was Newton in seiner Optik, Frage 31, darüber anführt. Dieser große Geometer hat dort eine Erklärung hinzugefügt; vergleicht man mit ihr die hier gegebene, so wird man die großen Vorzüge

einer mathematischen und genauen Theorie nicht verkennen.

Die Rechnung belehrt uns in dem angeführten Falle des Gleichgewichts auch über die Grösse des Winkels, den die Achse des konischen Haarröhrchens mit dem Horizonte macht. Der Sinus dieses Winkels ist einem Bruche ungefähr gleich, dessen Nenner dem Abstände der Mitte des Tropfens von der Spitze des Kegels, und dessen Zähler der Höhe gleich ist, bis zu welcher die Flüssigkeit in einem cylindrischen Haarröhrchen ansteigen würde, das einerlei Weite mit dem konischen Röhrchen in der Mitte des Tropfens hat. Wenn zwei Ebenen, zwischen denen sich ein Tropfen derselben Flüssigkeit befindet, mit einander einen Winkel machen, der eben so groß ist als der Winkel der Seitenwände mit der Achse im konischen Röhrchen; so muß, soll der Tropfen zwischen ihnen im Gleichgewichte schweben, eine Ebene, welche den Winkel, den beide Ebenen mit einander machen, halbirt, dieselbe Neigung gegen den Horizont haben, als hier die Achse des konischen Röhrchens. Hawksbee hat einen Versuch dieser Art mit außerordentlicher Sorgsamkeit gemacht; ich führe denselben unter III. an, und vergleiche ihn mit diesem Theoreme. Die wenige Abweichung zwischen beiden ist ein unwidersprechlicher Beweis von der Richtigkeit dieses Theorems.

Meine Theorie giebt ferner die Erklärung und die Zahlwerthe für ein sonderbares Phänomen, welches uns die Erfahrung zeigt; eine Flüssigkeit mag zwischen zwei senkrechten, parallelen, und einander sehr nahen Ebenen, deren untere Enden in sie getaucht sind, über oder unter ihrem Niveau stehen; immer streben beide Ebenen, sich einander zu nähern *). Auch die Erscheinungen des Ansteigens von Flüssigkeiten zwischen zwei senkrechten Ebenen, die mit einander einen sehr kleinen Winkel machen, lassen sich aus meiner Theorie folgern. Und überhaupt wird man finden, (woll man sich die Mühe nehmen, diese Theorie mit den zahlreichen Versuchen zu vergleichen, welche die Physiker über die Haarröhren und über verwandte Erscheinungen angestellt haben,) daß sich aus ihr die Resultate aller dieser Versuche, sind sie nur mit der nöthigen Vorsicht ausgeführt, genügend ableiten lassen; und zwar nicht durch unbestimmte und schwankende Betrachtungen, bei denen man immer sehr ungewiss bleibt, sondern durch eine Kette mathematischer Schlüsse, welche mir gar keinen Zweifel an der Wahrheit der Theorie übrig zu lassen scheinen.

Ich wünsche, daß diese Anwendung der Analysis auf einen der wundervollsten und merkwür-

*) Was Herr La Place weiter von dieser Erscheinung anführt, übergehe ich hier; man wird alles, was dahin gehört, im dritten Hefte dieses Bandes beisammen finden.

digsten Gegenstände der Physik die Mathematiker interessieren und sie anreizen möge; ihrer immer mehrere zu versuchen. Diese Anwendungen vereinigen mit einander das Verdienst, der Physik sichere Theorien zu geben, und die Analysis selbst zu vervollkommen, da sie häufig neue Kunstgriffe der Rechnung erfordern.

II. Theorie von der Wirkung der Haarröhrchen, übersetzt, mit einigen Anmerkungen, von H. W. Brandes.

A. Von der Attraction des Wasser-Meniscus an der Oberfläche, auf die übrige im Haarröhrchen enthaltene Wassersäule.

1. Es sey $ABCD$ (Fig. 4.) ein mit Wasser bis an AB gefülltes Gefäß, und in dasselbe sey ein an beiden Enden offenes Haarröhrchen $NMEF$ mit seinem untern Ende eingetaucht; so wird sich das Wasser in der Röhre bis an O erheben, und die Oberfläche wird die concave Form NOM annehmen, deren niedrigster Punkt O ist. Man stelle sich durch diesen Punkt O und durch die Achse der Röhre einen Wasserfaden, in einem unendlich engen Kanale $OZRV$ eingeschlossen, vor, und nehme an, daß die hier wirkende Attractionskraft nur in unmerklich kleinen Distanzen merklich sey.

Es läßt sich leicht übersehen, daß dann das unterhalb *IOK* befindliche Wasser auf die Säule *OZ* eben so wirkt, wie das Wasser im Gefäße auf *VR*. Außerdem aber zieht der Meniscus *MIOKN*, oder eigentlich der unendlich nahe an der Achse liegende Theil desselben, die Säule *OZ* aufwärts, und sucht folglich sie zu heben. Es muß daher im Zustande des Gleichgewichtes das Wasser des Kanals *OZRV* innerhalb der Röhre höher, als im Gefäße stehen, um durch sein Gewicht die Attraction des Meniscus zu compensiren:

Das Gesetz, wodurch diese Höhe, um welche sich das Wasser in Haarröhrchen von verschiedenen Halbmessern erhebt, bestimmt wird, hängt von der Attraction jenes Meniscus, und folglich von der Gestalt der Oberfläche ab, so daß hier, wie bei den Figuren der Planeten, Gestalt und gesammte Attraction gegenseitig durch einander bestimmt werden, welches die Untersuchung erschwert. Um indess zu brauchbaren Resultaten zu gelangen, wollen wir die Wirkung untersuchen, welche ein Körper von willkürlicher Gestalt auf eine gegen dessen Oberfläche senkrechte Wassersäule, die in einem unendlich engen Röhrchen eingeschlossen ist, ausübt, und dabei die Basis dieser Wassersäule als Einheit annehmen.

Der anziehende Körper sey eine Kugel, und das Fluidum in einem außerhalb derselben befindlichen, auf ihre Oberfläche senkrechten, Kanale eingeschlossen. Es sey in Fig. 5. $LZ = r$, der Abstand

des angezogenen Punktes Z vom Mittelpunkte der Kugelschale $NRMOQ$, deren Radius $LQ = u$, und Dicke $= du$ ist. Die Lage irgend eines Punktes Q dieser Kugelschale werde durch den ebenen Winkel $QLZ = \vartheta$, und den Neigungswinkel $NPQ = \omega$ bestimmt, welchen die Ebene QLZ mit irgend einer durch LZ gelegten festen Ebene NLZ macht. Das Element dieser sphärischen Schale ist $= u^2 \cdot du \cdot d\omega \cdot d\vartheta \cdot \sin. \vartheta$ *), und aus der Trigonometrie ist bekannt, daß im Dreieck LQZ , wenn wir $QZ = f$ setzen, ist $QZ = f = \sqrt{r^2 - 2ru \cdot \cos. \vartheta + u^2}$. Stellen wir nun durch $\Phi(f)$ das Gesetz der Attraction in der Entfernung $= f$ dar, so ist, da $PZ = r - u \cdot \cos. \vartheta$, die mit LZ parallele Wirkung des Elements Q auf den Punkt Z , $= u^2 du \cdot d\omega \cdot d\vartheta \cdot \sin. \vartheta \cdot \frac{r - u \cos. \vartheta}{f} \Phi(f)$ oder $= u^2 du \cdot d\omega \cdot d\vartheta \cdot \sin. \vartheta \cdot \left(\frac{df}{dr} \right) \Phi(f)$; und diese Wirkung ist gegen das Centrum der Kugelschale gerichtet, und ist unmerklich, so bald f einen merklichen Werth erhält.

Wir wollen das zwischen den Grenzen $f = a$ und $f = \infty$ genommene Integral $\int df \cdot \Phi(f)$ mit $c = \Pi(f)$ bezeichnen, und unter c den Werth verstehen, welchen dieses Integral für $f = \infty$ erhält: so muß $\Pi(f)$ eine äußerst schnell abnehmende

*) Denkt man sich nämlich durch Q einen größten Kreis OQR gezogen, unendlich nahe dabei einen zweiten OqR , und S als einen Bogen eines unendlich nahe bei NQM befindlichen Parallelkreises, so ist QqS die Grundfläche, und du die Dicke dieses Elements. Es ist aber $Qq = PQ$. $QPq = u \cdot \sin. \vartheta \cdot d\omega$, und $QS = LQ$, $QLS = u \cdot d\vartheta$. *Gibb.*

Funktion seyn, die schon gänzlich unbedeutend ist, so bald f nur einen merklichen Werth erhält; und es ist nun $\left(\frac{df}{dr}\right) \Phi(f) = - \left(\frac{d \cdot \Pi(f)}{dr}\right)$; also, wenn man $u^2 \cdot du \cdot d\omega \cdot d\vartheta \cdot \sin \vartheta [c - \Pi(f)] = dddA$ setzt, $u^2 \cdot du \cdot d\omega \cdot d\vartheta \cdot \sin \vartheta \cdot \left(\frac{df}{dr}\right) \Phi(f) = \left(\frac{d \cdot dddA}{dr}\right)$, weil u , ω und ϑ unabhängig von r sind.

Integrirt man in Rücksicht auf ω zwischen den Grenzen $\omega = 0$ und $\omega = 2\pi$, so ist die Attraction des ganzen Kugel-Ringes $NQMN$

$$= \left(\frac{d \cdot dddA}{dr}\right) = -2\pi \cdot u^2 du \cdot d\vartheta \cdot \sin \vartheta \left(\frac{d \cdot \Pi(f)}{dr}\right),$$

und weil der Werth von f , wenn man ihn differenzirt, indem man bloß ϑ als variabel ansieht, $d\vartheta \cdot \sin \vartheta = \frac{f df}{ru}$, giebt:

$$-2\pi u^2 du \cdot d\vartheta \sin \vartheta \cdot \left(\frac{d \cdot \Pi(f)}{dr}\right) = -2\pi \cdot \frac{u du}{r} \cdot f df \left(\frac{d \cdot \Pi(f)}{dr}\right)$$

Um die Attraction der ganzen Kugelschale vom Halbmesser $= u$ und der Dicke $= du$ auf den bestimmten Punkt Z zu finden, für den $LZ = r$ ist, muß diese Function noch einmahl in Rücksicht auf ϑ , zwischen den Grenzen $\vartheta = 0$ und $\vartheta = \pi$ integrirt, und das Integral so genommen werden, daß man u und r als unveränderlich, dabei aber f als zwischen den Grenzen $f = r - u$, und $f = r + u$ variirend annimmt. Weil nun ϑ von r unabhängig ist, so läßt sich

$$\text{eben jene Formel auch} = -2\pi \cdot \left(\frac{d \cdot \frac{u du}{r} \cdot f df \cdot \Pi(f)}{dr}\right)$$

setzen, und jenes Integral ist

$$= -2\pi \left(\frac{d \cdot \left(\frac{u du}{r} \int f df \cdot \Pi(f)\right)}{dr}\right).$$

Es sey demnach $\int f df \Pi(f) = c - \Psi(f)$, und c der Werth dieses Integrals für $f = \infty$, $\Psi(f)$ aber eine äußerst schnell abnehmende Function, die schon verschwindet, so bald f nicht mehr unmerklich klein ist. Wir haben dann

$$= 2\pi \left(\frac{d(u^2 du \cdot d\vartheta \sin \vartheta \cdot \Pi(f))}{dr} \right) =$$

$$= 2\pi \left(d \cdot \left(\frac{udu}{r} \cdot \Psi(r-u) - \frac{udu}{r} \cdot \Psi(r+u) \right) \right)$$

für die Wirkung der erwähnten vollständigen Kugelschale auf den Punkt Z des Fluidums.

Soll nun die Wirkung eben jener Kugelschale auf die ganze in der Richtung ZL liegende Säule des Flüssigen, deren nächster Endpunkt um die Entfernung $= b$ von dem Centro L der Kugelschale entfernt ist, bestimmt werden; so muß man das zuletzt gefundene Differential mit dr multipliciren und integriren, welches dann, wenn man die Constante so bestimmt, daß das Integral mit $r = b$ verschwinde, giebt

$$\frac{2\pi u du}{b} [\Psi(b-u) - \Psi(b+u)] = \frac{2\pi u du}{r} [\Psi(r-u) - \Psi(r+u)].$$

Um diese Formel zu vereinfachen, dürfen wir uns nur erinnern, daß die Function $\Psi(f)$ so beschaffen ist, daß sie schon unmerklich wird, so bald f nur einen irgend merklichen Werth erhält. Denn hieraus folgt, daß $\Psi(b+u)$ verschwindet, weil der Durchmesser der Kugelschichte nicht unendlich klein ist; daß ferner $\Psi(r+u)$ um so mehr verschwindet, da $r > b$, indem die Entfernung $= b$

sich auf den Punkt bezieht, welcher dem Centro L am nächsten ist; und endlich, daß auch $\Psi(r - u)$ als verschwindend anzusehen ist, wenn $r - b$ eine endliche GröÙe hat. Es kann also nur $\Psi(b - u)$ einen merklichen Werth haben, in dem Falle nämlich, da $b - u$ äußerst klein ist. Die Formel

$$\frac{2\pi \cdot u du}{b} \cdot \Psi(b - u)$$

druckt also vollständig die Wirkung der Kugelschale auf eine gegen die Oberfläche derselben senkrechte Wassersäule aus, deren dem Centro nächstes Ende um die Entfernung $= b$ von diesem Centro entfernt ist. Diese Wirkung ist einerlei mit dem Drucke, den das Wasser, vermöge der Attraction jener Kugelschale, auf einen an jenem Ende befindlichen, senkrecht auf den Wasserfaden (der die Richtung des Halbmessers der Kugelschale hat) stehenden Querschnitt, ausüben würde, wenn man die GröÙe dieser Grundfläche $= 1$ setzte.

Die Wirkung der vollständigen Kugel vom Halbmesser $= b$ findet man, wenn man in dieser Formel $b - u = z$ setzt, und dann integrirt,

$$= 2\pi \int \frac{b - z}{b} \cdot dz \cdot \Psi(z),$$

wenn dieses Integral zwischen den Grenzen $z = 0$ und $z = b$ genommen wird. Ist also innerhalb dieser Grenzen $K = 2\pi \int dz \Psi(z)$, und

$H = 2\pi \int z dz \Psi(z)$, so ist jene Wirkung

$$= K - \frac{H}{b}.$$

Man darf hier K und H als unabhängig von b betrachten; denn da $\Psi(z)$ sogleich unmerklich

klein wird, so bald z einen irgend erheblichen Werth erhält, so ist der zwischen den Grenzen $z = 0$ und $z = b$ genommene Werth des Integrals gar nicht verschieden, von dem zwischen den Grenzen $z = 0$ und $z = \infty$ genommenen Werthe desselben. Auch ist zu merken, daß $\frac{H}{b}$ bedeutend kleiner als K ist, weil das Differential jener GröÙe gleich ist dem Differential dieser, multiplicirt mit $\frac{z}{b}$, und $\frac{z}{b}$ sehr klein ist für die ganze Ausdehnung des Integrals, woraus dann jener Schluss auch für die Integrale folgt.

Die für die Wirkung der ganzen Kugel auf die gegen ihre Oberfläche senkrechte flüssige Säule gefundene Formel, $K = \frac{H}{b}$, gilt auch für ein *sphärisches Segment*, welches durch eine auf jene flüssige Säule senkrechte Ebene begrenzt wird. Denn der jenseits dieser Ebene liegende Theil der Kugel ist von dem angezogenen Fluidum um etwas merkliches entfernt, und wirkt folglich gar nicht auf dasselbe. Daher ist $K = \frac{H}{b}$ die Wirkung eines jeden durch ein solches sphärisches Segment vom Halbmesser $= b$ begrenzten Körpers, auf eine außerhalb befindliche, gegen die sphärische Oberfläche senkrechte, flüssige Säule. In diesem Ausdrucke bedeutet K die Wirkung eines in einer *Ebene* schließenden Körpers, weil $\frac{H}{b}$ verschwindet für $b = \infty$, und $\frac{H}{b}$ drückt folglich die Wirkung des

Meniscus MIOKN. (Fig. 4.) aus, mit welcher dieser die Säule *OZ* zu heben strebt.

2. Die Wirkung, welche eine Kugel auf eine sehr dünne, gegen ihre Oberfläche senkrechte, innerhalb liegende Wassersäule ausübt, läßt sich nun leicht bestimmen. Wenn (Fig. 6.) *MON*, *POQ* zwei sich berührende Kugeln sind, und *IOK* eine durch den Berührungspunkt gehende Tangential-Ebene, *OS* aber die Wassersäule vorstellt; so giebt es für jeden Punkt *q* im untern Meniscus, dessen Querschnitt *KOPIOQ* ist, einen Punkt *q'* im obern Meniscus, welcher die Wassersäule *OS* eben so stark zu heben strebt, als jener. Zeichnet man nämlich den gleichschenkelichten Triangel *Oqr*, so ist die ganze Kraft, mit welcher *q* die Wassersäule *Or* zu heben strebt, $= o$, oder sie zerstört sich selbst, und *q* trägt bloß durch seine Einwirkung auf Theilchen unterhalb *r* noch bei, um die ganze Säule *OS* zu heben; zieht man nun *Oq'* mit *rq* parallel, und nimmt $Oq' = rq$, so wirkt *q'* im obern Meniscus eben so auf *O* und die unterhalb liegenden Punkte, wie *q* im untern Meniscus auf *r* und die niedrigeren Punkte, und wegen der Kleinheit der Attractions-sphäre ist also die gesammte Wirkung beider Punkte zur Erhebung der sehr dünnen Wassersäule einerlei. Ferner läßt sich leicht einsehen, daß eine oberhalb *IOK* befindliche und durch diese Ebene begrenzte Wassermasse auf die ganze Wassersäule *OS* eben so stark, aber in entgegen gesetzter Richtung, wirkt, als eine unterhalb *IOK* liegende, durch

diese Ebene begrenzte, Wassermasse, die unterwärts als unbegrenzt angenommen wird; denn jeder Punkt r bleibt zwischen beiden Attractionen im Gleichgewichte, wenn beide Massen zugleich da sind. Wir fanden vorhin die Wirkung der durch die Ebene IOK begrenzten Masse $= K$, die Wirkung des untern oder obern Meniscus $= \frac{H}{b}$, also die Wirkung der Kugel NOM auf OS , $= K - \frac{H}{b}$, weil nämlich K , oder die Wirkung der oberhalb IOK befindlichen Masse, aus den nach einerlei Richtung wirkenden Attractionen der Kugel und des Meniscus zusammen gesetzt ist. Dagegen ist die Wirkung der Kugel POQ auf die innerhalb liegende, gegen den Mittelpunkt gerichtete, Säule OS ist $= K + \frac{H}{b}$, weil ihre unterwärts gerichtete Attraction, zusammen genommen mit der aufwärts gerichteten des Meniscus, $= K$ seyn muß. Aus dem Vorigen erhellet noch, daß $K + \frac{H}{b}$ die Wirkung eines in ein Kugelsegment endenden Körpers auf eine innerhalb liegende, gegen die Mitte der Oberfläche des Segments senkrechte, Wassersäule ausdrückt. Es ist also allgemein $K \pm \frac{H}{b}$ die Kraft, mit welcher ein oberwärts in ein Kugelsegment sich endigender Körper, wie (Fig. 4.) $MEFN$, die gegen die Mitte desselben senkrechte Wassersäule OZ niederwärts zieht, und es gilt hier das Zeichen $+$ für die *convexe*, das Zeichen $-$ für die *concave* Oberfläche.

3. Wenn der anziehende Körper sich nicht in eine Kugelfläche, sondern in *irgend eine andere krumme Fläche* endigt, so kann man die Wirkung auf eine in irgend einem Punkte der Oberfläche senkrechte Wassersäule mit Hülfe des osculirenden Ellipsoids für diese Oberfläche bestimmen. Die Wirkung ist nämlich eben so, als wenn die ganze Oberfläche mit diesem osculirenden Ellipsoide völlig übereinstimmte, indem, wegen der äußerst beschränkten Wirkungssphäre der hier wirkenden Kräfte, der zwischen dem Ellipsoide und der wahren Oberfläche eingeschlossene Meniscus erst in Entfernungen, die für diese Wirkungssphäre viel zu groß sind, eine merkliche Dicke erhält. Die schon oben gemachte Bemerkung, dass die Grösse $\frac{H}{b}$ gegen K von der Ordnung $\frac{z}{b}$ ist (wo z kleiner als der Halbmesser der Wirkungssphäre, b aber eine endliche, angebliche Grösse ist), lässt leicht den Grund übersehen, warum ferner die Wirkung des zwischen der Oberfläche und dem osculirenden Ellipsoide enthaltenen Meniscus, gegen $\frac{H}{b}$, von der Ordnung $\frac{z}{b}$ ist, und also weggelassen werden kann.

Da die Wassersäule, auf welche der Körper wirkt, auf den Punkt der Oberfläche, welchen sie trifft, senkrecht ist, so stimmt ihre Richtung mit der Richtung der einen Achse des osculirenden Ellipsoides überein. Diese Achse sey $= 2a$, und die beiden andern $= 2a'$ und $= 2a''$. Legt man nun

durch jene Achse und jede der beiden andern Achsen Ebenen, so ist für den Punkt, wo die Wassersäule die Oberfläche berührt, der Krümmungshalbmesser der beiden Ellipsen $= \frac{a'^2}{a}$ und $= \frac{a''^2}{a}$.

Ist nun ferner durch die Achse a eine Ebene gelegt, die mit der durch a und a' gelegten den Winkel ϑ macht, so ist der Durchschnitt dieser mit dem Ellipsoide eine Ellipse, deren eine Achse wieder $= 2a$ ist, und die andere $= 2A$, wenn

$$A^2 = \frac{a'^2 \cdot a''^2}{a'^2 \sin^2 \vartheta + a''^2 \cos^2 \vartheta} \text{ ist.}$$

Der Krümmungshalbmesser dieser Ellipse im Berührungspunkte der Wassersäule ist $= \frac{A^2}{a}$, setzt man ihn daher

$$= B, \text{ und ferner } \frac{a'^2}{a} = b, \text{ und } \frac{a''^2}{a} = b', \text{ so wird}$$

$$\frac{1}{B} = \frac{1}{b} \sin^2 \vartheta + \frac{1}{b'} \cos^2 \vartheta.$$

Die Wirkung des Stückes, welches zwischen jener Ebene und der unter dem Winkel $d\vartheta$ gegen sie geneigten, gleichfalls durch die Achse a gehenden Ebene liegt, auf die Wassersäule, ist fast genau einerlei mit der Wirkung eines ähnlichen Kugelstückes vom Halbmesser B , also $= \frac{1}{2\pi} d\vartheta \left(K + \frac{H}{B} \right)$

und daher die Wirkung des ganzen Ellipsoids

$$= \frac{1}{2\pi} \int d\vartheta \left(K + \frac{H \sin^2 \vartheta}{b} = \frac{H \cos^2 \vartheta}{b'} \right) = K + \frac{1}{2} H \left(\frac{1}{b} + \frac{1}{b'} \right)$$

weil das vollständige Integral sich von $\vartheta = 0$ bis $\vartheta = 2\pi$ erstreckt. Nennt man B und B' die Krümmungshalbmesser zweier durch die Achse gehenden, gegen einander senkrechten, Ebenen, so ist

$$\frac{1}{b} + \frac{1}{b'} = \frac{1}{B} + \frac{1}{B'}, \text{ und daher die gesuchte}$$

Wir-

Wirkung $= K + \frac{1}{2}H \left(\frac{1}{B} + \frac{1}{B'} \right)$. Es ist also die Wirkung eines Körpers von willkürlicher Gestalt auf ein Fluidum, welches in einen unendlich engen, auf irgend einen Punkt der Oberfläche dieses Körpers senkrechten, Kanal eingeschlossen ist, gleich der halben Summe von der Wirkung zweier Kugeln, deren Halbmesser so groß wären, als an diesem Punkte die Krümmungshalbmesser irgend zweier Durchschnittslinien sind, welche durch zwei auf einander und auf diese Oberfläche senkrechte, durch jenen Punkt gehende, Ebenen mit der Oberfläche des Körpers gebildet werden. Diese Krümmungshalbmesser sind negativ, wenn die Oberfläche an dieser Stelle hohl ist, und es kann der eine positiv, der andere negativ seyn, wenn die Krümmung nach einer Richtung hohl und nach der darauf senkrechten convex ist, wie dies bei den Schraubengängen der Fall ist.

B. Ueber die Gestalt der Oberfläche des Fluidums im Haarröhrchen.

4. Um die Gestalt der Oberfläche des im Haarröhrchen enthaltenen Flüssigen zu bestimmen, kann man *entweder* von dem Grundsatz ausgehen, daß in einem krummlinigten Kanale, der sich in zwei verschiedenen Punkten der Oberfläche endigt, Gleichgewicht Statt finden muß, *oder* man kann dabei das Princip zum Grunde legen, daß in jedem Punkte der Oberfläche die Summe der Kräfte auf die Oberfläche senkrecht seyn muß.

Wir werden zuerst die erste Methode wählen, die sich dadurch empfiehlt, daß man bloß die Kraft $H\left(\frac{1}{b} + \frac{1}{b'}\right)$ zu bestimmen und mit der Schwere zu vergleichen braucht. Zwar ist sie in der Oberfläche unvergleichlich viel wirksamer, als die Schwere; aber weil ihre Wirkungsphäre so sehr klein ist, so läßt sich dessen ungeachtet ihre Einwirkung auf eine Säule von angeblicher Länge mit der Wirkung der Schwere auf eine solche Säule vergleichen.

Es sey O (Fig. 7.) der niedrigste Punkt der Oberfläche AOB des in eine Röhre eingeschlossenen Waffers; z bedeute die vertikale Ordinate QM ; und x, y die beiden horizontalen Ordinaten irgend eines Punktes N der Oberfläche. Bezeichnet man nun mit R, R' den größten und den kleinsten Krümmungshalbmesser der Oberfläche in N , und mit b, b' den größten und den kleinsten Krümmungshalbmesser in O , so ist die Gleichung für das Gleichgewicht des in dem unendlich engen Kanale NSO enthaltenen Waffers:

$$K - \frac{1}{2}H\left(\frac{1}{R} + \frac{1}{R'}\right) + gz = K - \frac{1}{2}H\left(\frac{1}{b} + \frac{1}{b'}\right);$$

wenn g die Kraft der Schwere bedeutet. Es ist nämlich, wie aus dem Vorigen erhellet, $K - \frac{1}{2}H\left(\frac{1}{R} + \frac{1}{R'}\right)$ im Punkte N die Wirkung des Fluidums auf den Kanal, und diese wird durch das Gewicht, $= gz$, einer Wassersäule von der Höhe z unterstützt, um der in O Statt findenden Wirkung des Waffers auf den Kanal das Gleichgewicht zu halten.

Wollte man diese Gleichung allgemein auflösen, so müßte man R und R' durch die Coordinaten und durch ihre ersten und zweiten Differentiale ausdrücken *), welches auf eine sehr verwickelte Gleichung führt, die, sich indess bei Oberflächen, die durch Umdrehung entstanden sind, sehr vereinfacht. Es sey also die Oberfläche durch Umdrehung um die Achse der z entstanden, und es sey $u^2 = x^2 + y^2$, so ist

$$\frac{1}{R} + \frac{1}{R'} = \frac{\frac{ddz}{du^2} + \frac{1}{u} \cdot \frac{dz}{du} \left(1 + \frac{dz^2}{du^2}\right)}{\sqrt{\left(1 + \frac{dz^2}{du^2}\right)^3}},$$

und die obige Gleichung wird demnach

$$\frac{\frac{d^2z}{du^2} + \frac{1}{u} \cdot \frac{dz}{du} \left(1 + \frac{dz^2}{du^2}\right)}{\sqrt{\left(1 + \frac{dz^2}{du^2}\right)^3}} - \frac{2gz}{H} = \frac{2}{b},$$

weil nämlich $b = b'$ ist im Punkte o , wenn die Oberfläche durch Umdrehung um die Achse der z entstanden ist. Man kann noch bemerken, daß

$\frac{\frac{d^2z}{du^2}}{\sqrt{\left(1 + \frac{dz^2}{du^2}\right)^3}}$ demjenigen Krümmungshalbmesser

gleich ist, welcher in einer durch die Umdrehungsachse gehenden Ebene liegt, hingegen ist

$\frac{\frac{1}{u} \cdot \frac{dz}{du}}{\sqrt{\left(1 + \frac{dz^2}{du^2}\right)^3}}$ der andere Krümmungshalbmesser,

*) Hierzu findet man Anleitung in Monge *Application de l'analyse à la géométrie*, Tome 2. p. 112. Br.

gleich der bis an die Umdrehungsachse verlängerten Senkrechten auf diese Achse.

Setzt man in der vorigen Gleichung $\frac{s}{H} = a$, so findet man, nachdem sie mit udu multiplicirt worden, ihr Integral

$$\frac{u \cdot \frac{ds}{du}}{\sqrt{\left(1 + \frac{dz^2}{du^2}\right)}} - 2a \int z u du = \frac{u^2}{b} + \text{Const.}$$

wo die *Const.* = 0 ist, wenn $\int z u du$ mit u zugleich verschwinden soll. Um diese Gleichung durch Näherung zu integrieren, sey $u' = u + \frac{2ab}{u} \int z u du$, woraus folgt $dz = \frac{u' \cdot du}{\sqrt{(b^2 - u'^2)}}$. Wäre $a = 0$, so würde $u' = u$ und $z = b - \sqrt{(b^2 - u^2)}$ seyn, und wir können nun diesen Werth als eine erste Annäherung in den Werth des Integrals $\int z u du$ setzen, welches dann giebt:

$$\frac{2ab}{u} \int z u du = \frac{ab}{u} \left[bu^2 + \frac{2}{3}(b^2 - u^2)^{\frac{3}{2}} - \frac{2}{3}b^3 \right].$$

Das Differential des letzten Theiles dieser Gleichung ist

$$\frac{ab^2 du (3u^2 + 2b^2)}{3u^2} - \frac{2ab \cdot du}{3u^2} \cdot \sqrt{(b^2 - u^2)} \cdot (b^2 + 2u^2),$$

und man kann hier, wenn man Gröſsen von der Ordnung a^2 wegläſst, überall u' statt u setzen. Dann

findet man aus der Gleichung $u = u' - \frac{2ab}{u} \int z u du$,

$$du = du' (1 - ab^2) + \frac{2ab}{3u'^2} du' [-b^3 + (b^2 + 2u'^2) \sqrt{(b^2 - u'^2)}]$$

also

$$dz = \frac{u' du' (1 - ab^2)}{\sqrt{(b^2 - u'^2)}} + \frac{2ab \cdot du'}{3u'} \left(b^2 + 2u'^2 - \frac{b^3}{\sqrt{(b^2 - u'^2)}} \right).$$

Diese Gleichung wird bequemer, wenn man $u' = b \cdot \sin. \vartheta$ setzt, dann ist

$$\frac{dz}{b} = d\vartheta \cdot \sin. \vartheta (1 - ab^2) + \frac{2ab^2}{3} \cdot d\vartheta \cdot \left(\sin. 2\vartheta - \frac{\sin. \frac{3}{2}\vartheta}{\cos. \frac{1}{2}\vartheta} \right),$$

folglich

$$\frac{z}{b} = (1 - ab^2) \cdot (1 - \cos. \vartheta) + \frac{ab^2}{3} (1 - \cos. 2\vartheta) + \frac{2}{3} ab^2 \log. \cos. \frac{1}{2}\vartheta,$$

wenn die beständige GröÙe so genommen wird, daß z und ϑ zugleich verschwinden *).

Nennt man nun l den Halbmesser der Röhre und erinnert sich, daß dieser Halbmesser äußerft nahe einerlei ist mit dem äußerften Werthe von u , (nämlich nur in so fern davon verschieden, als unmittelbar an der Röhrenwand die Oberfläche durch die Wand afficirt, also nicht mehr genau durch unsere Gleichung ausgedruckt wird,) so findet man den äußersten Werth von u'

$$u' = l + ab^2 l - \frac{2}{3} a \cdot \frac{b^4}{l} + \frac{2}{3} a \cdot \frac{b^4}{l} \cos.^3 \vartheta',$$

wo ϑ' der äußerfte Werth von ϑ ist, nämlich das Complement des Winkels, welchen der äußerfte

*) Herr La Place erklärt sich über die eigentliche Bedeutung von ϑ nicht genau. Meiner Meinung nach ist die folgende. In Fig. 8. sey O der niedrigste Punkt der Oberfläche, $OP = b$ der Krümmungshalbmesser an dieser Stelle; OQ der mit diesem Halbmesser beschriebene Kreis, OR die Oberfläche des Fluidums, so ist $RS = u$, aber $QT = b \cdot \sin. \vartheta$, wenn man $OPQ = \vartheta$ setzt. Es scheint also, daß wegen der geringen Verschiedenheit von u , u' und QT diese GröÙen verwechselt werden dürfen. Daß ϑ die Bedeutung, welche ich hier angebe, beinahe habe, erhellet aus dem Folgenden, wo der Winkel, den die Oberfläche OR mit RU (welche mit PO parallel ist) macht, $= \vartheta$ ist.

Theil der Oberfläche mit der Röhrenwand bildet. Derfelbe äußerfte Werth von u' ist auch $= b \cdot \sin. \vartheta'$, wo dann aus Vergleichung beider Werthe von u' folgt:

$$b = \frac{l}{\sin. \vartheta'} + \frac{ab^2 l}{\sin. \vartheta'} - \frac{\frac{2}{3} ab^4 (1 - \cos.^3 \vartheta')}{l \cdot \sin. \vartheta'},$$

oder beinahe

$$b = \frac{l}{\sin. \vartheta'} + \frac{al^3}{\sin.^3 \vartheta'} - \frac{\frac{2}{3} al^3}{\sin.^5 \vartheta'} + \frac{\frac{2}{3} al^3 \cdot \cos.^3 \vartheta'}{\sin.^5 \vartheta'}.$$

Hieraus folgt der äußerfte Werth von z ,

$$z = l \cdot \text{tang. } \frac{1}{2} \vartheta' \left(1 - \frac{\frac{2}{3} a l^2 (1 - \cos.^3 \vartheta')}{\sin.^4 \vartheta'} \right) + \frac{2al^3}{3 \cdot \sin. \vartheta'} + \frac{4al^3 \cdot \log. \cos. \frac{1}{2} \vartheta'}{3 \cdot \sin.^3 \vartheta'},$$

und endlich

$$\frac{1}{b} = \frac{\sin. \vartheta'}{l} \left(1 - \frac{al^2}{\sin.^2 \vartheta'} \left(1 - \frac{\frac{2}{3} (1 - \cos.^3 \vartheta')}{\sin.^2 \vartheta'} \right) \right),$$

durch Näherung, wo Glieder von der Ordnung a^2 weggelassen werden.

Man kann sich leicht versichern, daß die Werthe von z und $\frac{1}{b}$ noch Statt finden, wenn die Oberfläche des Fluidums *convex* ist, nur mit dem Unterschiede, daß man dann die z vom höchsten Punkte der Oberfläche niederwärts rechnen muß.

5. *) Diese ganze Analyse beruht auf dem Princip des Gleichgewichts in Kanälen, welches in der Auslage besteht, daß eine homogene flüssige Masse, auf welche anziehende Kräfte wirken, im Gleichgewichte ist, wenn das Gleichgewicht in einem jeden Kanale Statt findet, dessen beide Enden

*) Hier eingeschaltet aus dem *Supplément etc.*

in der freien (durch kein Gefäß beschränkten) Oberfläche des Flüssigen liegen. Dieses Princip selbst läßt sich leicht folgender Maßen beweisen.

Wir wollen uns im Innern des Flüssigen einen in sich zurück kehrenden Kanal von überall gleicher, unendlich geringer, Weite vorstellen. Beschreibt man nun um den auf dieses Fluidum wirkenden anziehenden Punkt, mit willkürlichem Halbmesser, eine Kugelfläche, welche den Kanal schneidet, so schneidet sie ihn wenigstens in zwei, oder überhaupt in einer geraden Anzahl von Punkten. Dasselbe findet bei einer zweiten, um denselben Punkt mit einem unendlich wenig verschiedenen Halbmesser beschriebenen, Kugelfläche Statt, und diese beiden Kugelflächen schneiden also wenigstens zwei unendlich kleine Stücke des Kanals ab. Diese abgeschnittenen Stückchen werden durch die anziehende Kraft auf gleiche Weise afficirt, und da ihre, nach der Richtung der Kraft gerechneten, Höhen gleich sind, so halten die Einwirkungen der Attraction, welche auf diese beiden kleinen Stücke Statt finden, einander das Gleichgewicht. Der ganze in sich zurück kehrende Kanal ist also in Rücksicht auf die Attraction eines einzigen Punktes im Gleichgewichte, und man übersieht leicht, daß eben das Statt findet, wenn der anziehenden Punkte mehrere sind. Wir wollen jetzt annehmen, daß ein Theil dieses Kanals sich an der Oberfläche des Flüssigen befinde, und sich längs derselben hin krümme, so wird gleichwol

das Gleichgewicht fortdauern; und wenn man nun annimmt, daß das Gleichgewicht in dem im Innern liegenden Theile des Kanals für sich bestehe, so wird auch in dem längs der Oberfläche befindlichen Theile das Gleichgewicht Statt finden. Das Gleichgewicht in diesem letztern Theile kann nur auf zweierlei Weise bestehen: *entweder* indem in jedem Punkte des Kanals die Summe der wirkenden Kräfte auf die Wände senkrecht ist, *oder* indem der Druck am einen Ende durch einen entgegen gesetzten Druck am andern Ende aufgehoben wird; aber im letztern Falle kann das Gleichgewicht in dem längs der Oberfläche befindlichen Theile des Kanals nicht Statt finden, wenn die beiden Enden dieses Kanals sich in dem Theile des Flüssigen an der Oberfläche befinden, welcher nach einerlei Richtung drückt *). Die Voraussetzung also, daß allgemein in jedem mit beiden Enden an der freien Oberfläche ausgehenden Kanale Gleichgewicht Statt finde, führt zu der nothwendigen Folgerung, daß in einem, theils innerhalb, theils längs der Oberfläche hin, gekrümmten Kana-

*) Diese letztern Worte scheinen mir nicht so klar, als das Vorige. — In einem wirklichen in Wände eingeschlossenen Kanale kann das Gleichgewicht bestehen, wenn an beiden Enden ein entgegen gesetzter Druck Statt findet, da die Wände das seitwärts Ausweichen hindern; da aber das nicht der Fall ist an der freien Oberfläche des Flüssigen, so kann da das Gleichgewicht nur dadurch bestehen, daß in jedem Punkte die Kräfte senkrecht auf die Oberfläche und nach dem Innern des Fluidums zu gerichtet sind.

le, an jedem Punkte des letztern Theiles, die Summe der Kräfte auf die Richtung des Kanals senkrecht seyn muß. Dieses kann aber nicht bei jeder Richtung des längs der Oberfläche ganz willkürlich angenommenen Kanals Statt finden, wenn nicht die Summe der Kräfte auf die Oberfläche selbst senkrecht ist. Denn wäre dies nicht, so ließe diese aus allen einzelnen resultirende Kraft sich mit der Richtung der Oberfläche parallel und auf sie senkrecht zerlegen; die erstere aber würde durch die Wand jedes längs der Oberfläche angenommenen Kanals nicht zerstört, und folglich bestände das Gleichgewicht nicht. Das Princip des Gleichgewichts in jedem Kanale, dessen Enden in der Oberfläche liegen, ist also nothwendig mit der Bedingung verbunden, daß die Summe der Kräfte auf die Oberfläche senkrecht sey; und dieses ist das zweite der oben erwähnten Principe. Die Gleichungen, welche man aus beiden folgert, müssen folglich identisch, oder die eine das Differential der andern seyn. Wirklich ist auch die Gleichung, welche aus der letzten Voraussetzung folgt, das Differential der erstern. Denn die aus dem Gleichgewichte in einem an der Oberfläche endenden Kanale gefolgerte Gleichung enthält nur Differentiale der zweiten Ordnung, statt daß die Tangentialkraft an der im Haarröhrchen gebildeten Oberfläche durch Differentiale der dritten Ordnung bestimmt wird, indem sie aus der nach der Richtung der Oberfläche zerlegten Schwer-

kraft und der Attraction des zwischen der Oberfläche und dem osculirenden Ellipsoid liegenden Meniscus entsteht, welche letztere von Differentialen der dritten Ordnung abhängt. So läßt sich also übersehen, daß diese Gleichung das Differential der nach der vorigen Methode gefundenen seyn muß. Es ist indess interessant, dieses auch durch die Analyse bestätigt zu sehen, welches dann zugleich zur Versicherung von der Richtigkeit der Theorie dienen wird.

Wir wollen zu dem Ende einen mit O bezeichneten Punkt der Oberfläche zum Anfangspunkte der Coordinaten annehmen, und als Achse der Ordinaten z die in diesem Punkte auf die Oberfläche senkrechte Linie. Alle Mal läßt sich der durch die Gleichung für die Oberfläche gegebene Werth von z durch eine Reihe von folgender Form ausdrücken:

$$z = Ax^2 + \lambda xy + By^2 + Cx^3 + Dx^2y + Exy^2 + Fy^3 + \text{etc.}$$

Die drei ersten Glieder dieses Ausdruckes beziehen sich auf das die Oberfläche osculirende Ellipsoid, oder genauer auf das osculirende Paraboloid; und da dieses, für sich allein betrachtet, gegen die Achse der z symmetrisch ist, also die gesammte Attraction derselben auf den Punkt O nach der Achse der z gerichtet ist, so kann die von der ganzen Masse bewirkte Tangentialkraft für den Punkt O nur aus der Attraction des Körpers entstehen, dessen Oberfläche durch die Gleichung $z = Cx^3 + Dx^2y + Exy^2 + Fy^3 + \text{etc.}$ bestimmt

wird, und der also der Unterschied der ganzen Masse und des osculirenden Paraboloids ist.

Um die Tangentialkraft, welche aus der Attraction jenes Differential-Körpers auf O entspringt, zu bestimmen, bezeichne man mit f den Abstand irgend eines Elements dieses Körpers von O , und nenne ϑ den Winkel, welchen diese Abstandslinie mit der Achse der x macht. Weil die Attraction nur in äußerster Nähe merklich ist; so kann man x , y und f als in einer Ebene liegend betrachten, nämlich in derjenigen, welche die Oberfläche in O berührt; und man darf, da x , y , f immer sehr klein bleiben, ihre Potenzen und Produkte, wenn sie die dritte Ordnung übersteigen, weglassen. Das anziehende Theilchen ist nach dieser Bezeichnungsart $= fdf \cdot d\vartheta \cdot [Cx^3 + Dx^2y + Exy^2 + Fy^3]$, und man erhält, wenn $\varphi(f)$ das Gesetz der Attraction andeutet, die Wirkung dieses Theilchens auf O , zerlegt nach der Richtung der x , $= fdf \cdot \varphi(f) d\vartheta \cdot \cos.\vartheta \cdot [Cx^3 + Dx^2y + Exy^2 + Fy^3]$, und nach der Richtung der y , $= fdf \cdot \varphi(f) d\vartheta \cdot \sin.\vartheta \cdot [Cx^3 + Dx^2y + Exy^2 + Fy^3]$. Hieraus folgt, da $x = f \cdot \cos.\vartheta$, und $y = f \cdot \sin.\vartheta$, die Attraction der ganzen flüssigen Masse nach der Richtung der x ,

$$= \iint f^4 df \cdot \varphi(f) d\vartheta [C \cdot \cos.^4\vartheta + D \cdot \cos.^3\vartheta \cdot \sin.\vartheta + E \cdot \cos.^2\vartheta \sin.^2\vartheta + F \cdot \cos.\vartheta \sin.^3\vartheta],$$

und nach der Richtung der Ordinate y ,

$$= \iint f^4 df \cdot \varphi(f) d\vartheta [C \cdot \cos.^3\vartheta \cdot \sin.\vartheta + D \cdot \cos.^2\vartheta \sin.^2\vartheta + E \cdot \cos.\vartheta \sin.^3\vartheta + F \cdot \sin.^4\vartheta].$$

Nimmt man hier die Integrale in Beziehung auf ϑ von $\vartheta = 0$ bis $\vartheta = 2\pi =$ dem ganzen Umfange, so findet man

$$\text{das erste Integral} = \frac{1}{4}\pi (3C + E) \int f^4 df. \Phi(f),$$

$$\text{das zweite} = \frac{1}{4}\pi (3F + D) \int f^4 df. \Phi(f).$$

Das in Beziehung auf f genommene Integral kann zwischen den Grenzen $f = 0$ und $f = \infty$ genommen, und als von den Grenzen der anziehenden Masse unabhängig angesehen werden, weil die etwas entfernten Theile hier gar nicht in Betrachtung kommen. Setzen wir hier wieder $\int df. \Phi(f) = c - \Pi(f)$, eben so wie oben, so ist

$$\int f^4 df. \Phi(f) = -f^4 \Pi(f) + 4 \int f^3 df. \Pi(f),$$

wenn das Integral mit $f = 0$ verschwindet. In diesem Ausdrucke ist $-f^4 \Pi(f)$ gleich null, wenn $f = \infty$, wegen der äußersten Schnelligkeit, mit welcher $\Pi(f)$ bei wachsendem f abnimmt. Man kann die Functionen $\Phi(f)$ und $\Pi(f)$ am besten mit den Exponentialgrößen von der Form e^{-if} vergleichen, wo e die Basis des natürlichen Logarithmensystems, und i eine sehr große Zahl ist; hier ist nämlich e^{-if} endlich für $f = 0$, und verschwindet für $f = \infty$; auch nimmt diese Größe so erstaunlich schnell ab, daß $f^n \cdot e^{-if}$ alle Mahl $= 0$ ist für $f = \infty$, der Exponent n mag einen Werth haben, welchen man will.

Wir setzen ferner, wie oben (in Nr. 1.), $\int f df. \Pi(f) = c' - \Psi(f)$, so wird

$$4 \int f^3 df \cdot \Pi(f) = -4f^2 \Psi(f) + 8 \int f df \cdot \Psi(f),$$

und wieder wird für $f = \infty$, das Glied $4f^2 \Psi(f) = 0$. Nimmt man also die Integrale von $f = 0$ bis $f = \infty$, so ist

$$\int f^3 df \Phi(f) = 8 \int f df \cdot \Psi(f),$$

und wenn man, wie in Nr. 1, das Integral $\int f df \Psi(f)$, zwischen den Grenzen $f = 0$ und $f = \infty$ genommen, $= \frac{H}{2\pi}$ setzt, so wird eben jener Ausdruck

$$= \frac{4H}{\pi},$$

und daraus ergeben sich dann die Tangentialkräfte, parallel mit der Achse der x ,

$$= (3C + E) H,$$

und parallel mit der Achse der y

$$= (3F + D) H.$$

Ueberlegt man nun, dass, weil die Achse der z senkrecht auf die Oberfläche in O ist, $\left(\frac{dz}{dx}\right) = \left(\frac{dz}{dy}\right) = 0$ wird, und folglich aus bekannten Gründen

$$z = \frac{1}{2} \left(\frac{d^2 z}{dx^2}\right) x^2 + \left(\frac{d^2 z}{dx \cdot dy}\right) xy + \left(\frac{d^2 z}{dy^2}\right) \frac{1}{2} y^2 + \left(\frac{d^3 z}{dx^3}\right) \cdot \frac{1}{6} x^3 + \left(\frac{d^3 z}{dx^2 \cdot dy}\right) \cdot \frac{1}{2} x^2 y + \left(\frac{d^3 z}{dx \cdot dy^2}\right) \frac{xy^2}{2} + \left(\frac{d^3 z}{dy^3}\right) \frac{1}{6} y^3.$$

Es wird also für den Punkt O durch diese Gleichung der Werth von C, D, E, F leicht bestimmt, und wenn man diese Werthe in die Gleichungen für die Tangentialkräfte setzt, so findet man diese

$$= \frac{1}{2}H \left[\left(\frac{d^3 z}{dx^3} \right) + \left(\frac{d^3 z}{dx dy^2} \right) \right]$$

und
$$= \frac{1}{2}H \left[\left(\frac{d^3 z}{dy^3} \right) + \left(\frac{d^3 z}{dx^2 dy} \right) \right].$$

Es sey nun g die Kraft der Schwere und $-du$ das Element ihrer Richtung. In dem Falle, da die Summe der Tangentialkräfte null ist, oder das Gleichgewicht besteht, muß die Summe der Produkte aller Kräfte in das Differential ihrer Richtung $= 0$ seyn, also

$$\frac{1}{2}H \left[\left(\frac{d^3 z}{dx^3} \right) dx + \left(\frac{d^3 z}{dx^2 dy} \right) dy + \left(\frac{d^3 z}{dx dy^2} \right) dx + \left(\frac{d^3 z}{dy^3} \right) dy \right] - g du = 0.$$

Aus der Theorie der krummen Flächen läßt sich aber zeigen, daß in dem Punkte, wo die Achse der z auf die Fläche senkrecht ist, das in $\frac{1}{2}H$ multiplicirte Glied $= d \cdot \left(\frac{1}{R} + \frac{1}{R'} \right)$ ist, wenn R, R' den größten und kleinsten Krümmungshalbmesser an dieser Stelle bedeuten. Jene Gleichung giebt also

$$d \cdot \left(\frac{1}{R} + \frac{1}{R'} \right) - \frac{2g \cdot du}{H} = 0,$$

welches ebenfalls das Differential der oben im Anfange von § 4. gefundenen Gleichung ist, wenn nämlich das Integral so genommen wird, daß es im niedrigsten Punkte der Oberfläche verschwindet.

C. Bestimmung der Höhe, welche das Fluidum im Haarröhrchen erreicht.

a). In cylindrischen Haarröhrchen.

6. Da die Kraft, mit welcher der Meniscus *MIOKN* (Fig. 4.) das Fluidum des Kanals *OZ* zu heben strebt,

$= \frac{H}{b}$ ist (nach 1), so wird $\frac{H}{b} = gq$ seyn, wenn q die Höhe bedeutet, um welche das Fluidum über das Niveau des Gefäßes im Haarröhrchen erhoben wird. Der am Ende von §. 4. für $\frac{1}{b}$ gefundene Werth ergiebt für Haarröhrchen, die cylindrisch sind,

$$q = \frac{H \cdot \sin. \vartheta'}{gl} \left[1 - \frac{al^2}{\sin.^2 \vartheta'} \left(1 - \frac{2}{3} \frac{(1 - \cos.^3 \vartheta')}{\sin.^2 \vartheta'} \right) \right].$$

Da $\alpha = \frac{g}{H}$ war, und hier beinahe $q = \frac{H \cdot \sin. \vartheta'}{gl}$ ist, so kann man $\alpha = \frac{\sin. \vartheta'}{ql}$ als einen genäherten Werth in die vorige Gleichung setzen, welches dann giebt

$$q = \frac{H \cdot \sin. \vartheta'}{gl} \left[1 - \frac{l}{q \cdot \sin. \vartheta'} \left(1 - \frac{2}{3} \frac{(1 - \cos.^3 \vartheta')}{\sin.^2 \vartheta'} \right) \right].$$

Hier sind $\frac{H}{g}$ und ϑ' Größen, die vom Halbmesser der Röhre $= l$ unabhängig sind, und bloß durch die Natur des Fluidums und der Materie der Röhrenwand bestimmt werden, und man hat daher, weil $\frac{l}{q}$ gewöhnlich klein ist, beinahe $q = \frac{H \cdot \sin. \vartheta'}{gl} = \frac{\text{const.}}{gl}$, oder q sehr nahe dem Durchmesser des Haarröhrchens umgekehrt proportional, wie es auch die Erfahrung ergiebt.

Um zu bestimmen, wie viel der genaue Werth von q von diesem ersten Gliede des gefundenen Werthes abweiche, wollen wir ϑ' dem Quadranten gleich setzen, wie es bei Wasser in Glasröhren zu seyn scheint. Dann würde unser gefundener Werth

für $q = \frac{H}{gl} \left(1 - \frac{l}{3q} \right)$ oder beinahe $= \frac{H}{gl} - \frac{1}{3}$. Nimmt man also den Durchmesser der Röhre $= 2$ Millimeter, oder $l = 1$ Millimeter, in welchem Falle die Erfahrung für Wasser in Glasröhren $q = 6,784$ Millim. giebt, so würde der Fehler noch nicht $\frac{1}{10}$ der ganzen Höhe betragen, und dieser Fehler wird bei engeren Röhren noch geringer, da er wie das Quadrat von l abnimmt. Man kann also die einfache Regel, daß die Höhe des Fluidums über dem Niveau dem Halbmesser der Röhre umgekehrt proportional ist, als sehr nahe richtig annehmen.

Wäre die Oberfläche des Flüssigen im Haarröhrchen *convex*, und man stellt sich den längs der Achse derselben hinab gehenden unterhalb der Röhrenwand zur Oberfläche im Gefäße hinauf krümmenden Kanal vor; so ist die Wirkung des in der Röhre enthaltenen Flüssigen auf den Kanal $= K + \frac{H}{b}$; die Wirkung des Flüssigen im Gefäße auf den Kanal $= K$, und diese wird durch das Gewicht der jetzt im Gefäße höher stehenden Säule unterstützt, so daß $K + \frac{H}{b} = K + gq$, und auch hier q eben so bestimmt wird wie im vorigen Falle.

In einem gegen den Horizont geneigten Röhrchen wird die Oberfläche des Fluidums fast genau so seyn, wie in dem vertikalen Röhrchen, weil die Wirkung der Schwere nur Glieder, die mit a multiplicirt sind, und also bei engen Röhren weg-

ge-

gelassen werden dürfen, in die Rechnung einführt. Heißt also hier q die vertikale Höhe über dem Niveau des umgebenden Fluidums, so wird noch $q = \frac{H \cdot \sin. \vartheta'}{gl}$ seyn, welches auch mit der Erfahrung überein stimmt.

b) In prismatischen Haarröhrchen*).

7. Die Untersuchung läßt sich noch in größerer Allgemeinheit auf folgende Weise anstellen. Es sey die Röhre, welche in das größere mit Wasser gefüllte Gefäß eingetaucht ist, *prismatisch*; die Oberfläche des innerhalb derselben erhobenen Fluidums sey concav, und man bestimme diese Oberfläche durch horizontale gegen einander senkrechte Coordinaten x, y , und durch eine vertikale Ordinate z , deren Anfangspunkt im niedrigsten Punkte der Oberfläche liegt. Die Höhe dieses niedrigsten Punktes über dem Niveau des umgebenden Fluidums sey $= h$. Wenn man sich nun einen unendlich engen Kanal vorstellt, der von irgend einem Punkte der Oberfläche des Flüssigen in der Röhre ausgehend, sich unter der Röhrenwand hin krümmt, und sich an der Niveaufläche des Fluidums im Gefäße endigt; so wird die Höhe jenes Punktes der Oberfläche in der Röhre über dem Niveau $= h + z$ seyn. Für ein Fluidum, dessen Dichtigkeit $= D$ ist, hat man also die Gleichung

$$gD(h+z) = \frac{1}{2}H\left(\frac{1}{R} + \frac{1}{R'}\right)$$

als Bedingung des Gleichgewichts in dem Kanale.

*) Eingeschaltet aus dem *Supplément etc.*

Br.

Annal. d. Physik. B. 33. St. 1. J. 1809. St. 9.

E

Die Lehre von den allgemeinen Eigenschaften krummer Flächen ergibt, wenn man $\left(\frac{dz}{dx}\right) = p$ und $\left(\frac{dz}{dy}\right) = q$ setzt, und R, R' als den größten und kleinsten Krümmungshalbmesser der Fläche in dem durch die Coordinaten x, y, z bestimmten Punkte annimmt, die Gleichung

$$\frac{1}{R} + \frac{1}{R'} = \frac{(1+q^2)\left(\frac{dp}{dx}\right) - pq\left\{\left(\frac{dp}{dy}\right) + \left(\frac{dq}{dx}\right)\right\} + (1+p^2)\left(\frac{dq}{dy}\right)}{(1+p^2+q^2)^{\frac{3}{2}}},$$

woraus dann für das Gleichgewicht folgt:

$$\frac{(1+q^2)\left(\frac{dp}{dx}\right) - pq\left\{\left(\frac{dp}{dy}\right) + \left(\frac{dq}{dx}\right)\right\} + (1+p^2)\left(\frac{dq}{dy}\right)}{(1+p^2+q^2)^{\frac{3}{2}}} = \frac{2gD}{H} (h+z).$$

Multipliziert man diese Gleichung mit $dx \cdot dy$, integrirt sie in Beziehung auf dx und dy , und bemerkt, daß der erste Theil der Gleichung

$$= \left(\frac{d \cdot \frac{p}{\sqrt{(1+p^2+q^2)}}}{dx} \right) + \left(\frac{d \cdot \frac{q}{\sqrt{(1+p^2+q^2)}}}{dy} \right) \text{ ist,}$$

so wird

$$\iint dx \cdot dy \left[\left(\frac{d \cdot \frac{p}{\sqrt{(1+p^2+q^2)}}}{dx} \right) + \left(\frac{d \cdot \frac{q}{\sqrt{(1+p^2+q^2)}}}{dy} \right) \right] = \frac{2gD}{H} \iint (h+z) dx \cdot dy.$$

Die doppelten Integrale müssen für die ganze GröÙe des horizontalen Querschnitts des Prisma's genommen werden, und dann ist $gD \iint (h+z) dx \cdot dy$ das Gewicht des durch die Haarröhrchen-Kraft

über das Niveau erhobenen Fluidums. Man kann also dieses Integral $= gD.V$ setzen, wenn V das Volumen dieser flüssigen Masse bezeichnet.

Das doppelte Integral $\iint dx dy \left(\frac{d \cdot \frac{p}{\sqrt{1+p^2+q^2}}}{dx} \right)$

giebt, in Beziehung auf x integrirt,

$$= \int dy \left(\frac{\frac{p}{\sqrt{1+p^2+q^2}}}{\sqrt{1+(p)^2+(q)^2}} - \frac{(p)}{\sqrt{1+(p)^2+(q)^2}} \right),$$

wenn (p) , (q) die Werthe bezeichnen, die p , q am Anfange des Integrals haben. Eben so ist, in Beziehung auf y integrirt,

$$\iint dx dy \cdot \left(\frac{d \cdot \frac{q}{\sqrt{1+p^2+q^2}}}{dy} \right) = \int dx \left(\frac{\frac{q}{\sqrt{1+p^2+q^2}}}{\sqrt{1+(p)^2+(q)^2}} - \frac{(q)}{\sqrt{1+(p)^2+(q)^2}} \right).$$

Um eine bestimmte Vorstellung von diesen Integralen und ihren Grenzen zu erhalten, müssen wir bemerken, daß der horizontale Querschnitt der Röhre diese Grenzen bestimmt, und daß dieser Querschnitt eine in sich zurückkehrende Curve ist. Man kann den Anfangspunkt der x und y außerhalb dieser Curve so annehmen, daß die ganze Curve in dem Winkel eingeschlossen ist, den die Achsen der x und y bilden. In diesem Falle sind dx , dy positiv in den doppelten Integralen, weil $gD \iint (h+z) dx dy$ das Gewicht des erhobenen Fluidums ausdrückt; und diese Differentiale müssen daher auch in den einfachen Integralen als positiv angesehen werden.

Nimmt man dieses an, so bezieht sich das Element $-\frac{\frac{1}{2}H(q)dx}{\sqrt{(1+(p)^2+(q)^2)}}$ auf den Theil des Querschnitts, welcher convex gegen die Achse der x ist, und das Element $\frac{\frac{1}{2}Hqdx}{\sqrt{(1+p^2+q^2)}}$ auf den gegen diese Achse concaven Theil. Ferner bezieht sich das Element $-\frac{\frac{1}{2}H(p)dy}{\sqrt{(1+(p)^2+(q)^2)}}$ auf den gegen die Achse der x convexen, und endlich $\frac{\frac{1}{2}H \cdot pdy}{\sqrt{(1+p^2+q^2)}}$ auf den gegen eben diese Achse concaven Theil des Querschnittes. Wenn man nun annimmt, daß $-\frac{\frac{1}{2}H(q)dx}{\sqrt{(1+(p)^2+(q)^2)}}$ und $-\frac{\frac{1}{2}H(p)dy}{\sqrt{(1+(p)^2+(q)^2)}}$ sich auf einerlei Punkt der Curve beziehen, so liegt dieser Punkt in demjenigen Theile des Schnitts, der zugleich gegen beide Achsen concav ist, und wo folglich, wenn man dx , dy auf den Umfang der Curve bezieht, die Werthe dieser Differentiale entgegen gesetzte Zeichen haben (wo nämlich mit wachsenden x , abnehmende y zusammen gehören). Setzt man also hier dx als positiv voraus, so ist dy negativ, und die Summe jener beiden Elemente

$$= \frac{1}{2}H \left(\frac{(p)dy - (q)dx}{\sqrt{(1+(p)^2+(q)^2)}} \right),$$

wo dx , dy sich auf den Umfang des Schnitts beziehen. Eben so, wenn die Elemente $\frac{\frac{1}{2}Hqdx}{\sqrt{(1+p^2+q^2)}}$ und $\frac{\frac{1}{2}Hpdy}{\sqrt{(1+p^2+q^2)}}$ sich beide auf einerlei Punkt beziehen sollen, so liegt dieser in dem gegen beide Achsen concaven Theile, wo wieder mit wachsen-

den x abnehmende y zusammen gehören, und die Summe dieser Elemente ist, wenn man dx als positiv annimmt, und dx, dy auf den Umfang des Schnitts bezieht,

$$= - \frac{\frac{1}{2}H \cdot (pdy - qdx)}{\sqrt{(1 + p^2 + q^2)}}$$

Gehören im Gegentheile die Elemente

$-\frac{\frac{1}{2}H(q)dx}{\sqrt{(1 + (p)^2 + (q)^2)}}$ und $-\frac{\frac{1}{2}H(p)dy}{\sqrt{(1 + p^2 + q^2)}}$ zu einerlei Punkte des Umfangs, so beziehen sie sich auf denjenigen Theil der Curve, der gegen die Achse der x convex, gegen die Achse der y concav ist, und dann haben dx, dy einerlei Zeichen. Endlich, wenn die Elemente $-\frac{\frac{1}{2}H(p)dy}{\sqrt{(1 + (p)^2 + (q)^2)}}$ und $-\frac{\frac{1}{2}H(q)dx}{\sqrt{(1 + p^2 + q^2)}}$ sich auf einerlei Punkt beziehen, so liegt dieser in dem Theile der Curve, welcher gegen die Achse der y convex und gegen die Achse der x concav ist, und dx, dy haben wieder einerlei Zeichen.

Man überfieht also, wenn diese Elemente allgemein durch $\frac{\frac{1}{2}H(p)dy}{\sqrt{(1 + p^2 + q^2)}}$ und $\frac{\frac{1}{2}H(q)dx}{\sqrt{(1 + p^2 + q^2)}}$ ausgedruckt werden, sie mögen für den Anfang oder das Ende der Integrale, die in Beziehung auf x und y gesucht sind, genommen werden, so müssen diese Elemente für einerlei Punkte der Curve entgegen gesetzte Zeichen haben, wenn die Differentiale dx, dy sich auf die Curve selbst beziehen. Wenn man also immer dx positiv setzt, so wird ihre Summe seyn

$$= + \frac{\frac{1}{2}H(pdy - qdx)}{\sqrt{(1 + p^2 + q^2)}}$$

und hier gilt das Zeichen + für den gegen die Achse der x convexen, das Zeichen — für den gegen diese Achse concaven Theil der Curve.

Nun ergiebt die Theorie der krummen Flächen, daß

$$\pm \frac{(pdy - qdx)}{\sqrt{(1 + p^2 + q^2)}} = ds \cdot \cos. \omega$$

ist, wenn ω den Winkel bedeutet, den die vertikale Röhrenwand mit der Tangential-Ebene macht, welche an die Oberfläche des Flüssigen an der Grenze der Wirkungssphäre der Röhrenwand gelegt ist, und wenn ds das Element der Durchschnittslinie ist. Dieser Winkel ist beständig, und folglich erhält man, wenn c den ganzen Umfang des Schnittes der Oberfläche mit der Röhrenwand bedeutet,

$$\pm \int \frac{pdy - qdx}{\sqrt{(1 + p^2 + q^2)}} = c \cos. \omega,$$

also auch

$$\frac{1}{2}H \iint dx dy \left[\left(\frac{d \cdot \frac{p}{\sqrt{(1 + p^2 + q^2)}}}{dx} + \left(\frac{d \cdot \frac{q}{\sqrt{(1 + p^2 + q^2)}}}{dy} \right) \right] = \frac{1}{2}Hc \cdot \cos. \omega,$$

und endlich

$$gDV = \frac{1}{2}Hc \cdot \cos. \omega.$$

Das heißt: „das Volumen des durch die Haarröhrenkraft über das Niveau erhobenen Flüssigen ist proportional dem Umfange des Durchschnittes der Oberfläche mit der innern Fläche der Röhre“ *).

*) Die hier in Nr. 7. mitgetheilten Untersuchungen, welche ich ihrer Wichtigkeit halber nicht übergangen konnte,

D. Anwendung der Theorie auf den Fall, wenn das Fluidum in dem Zwischenraume zwischen zwei concentrischen Cylindern durch die Haarröhrchenkraft gehoben wird.

8. Wir fanden oben in §. 4. die Gleichung

$$\frac{u \cdot \frac{dz}{du}}{\sqrt{\left(1 + \frac{dz^2}{du^2}\right)}} - 2a \int z u du = \frac{u^2}{b} + \text{const.}$$

für die Oberfläche des durch die Haarröhrchenkraft erhobenen Flüssigen in einer durch Umdre-

scheinen mir in Rückficht der analytischen Schlüsse einiger Erläuterung zu bedürfen. Ich will daher hier einige Bemerkungen mittheilen, wodurch ich mir diese Untersuchung in ein helleres Licht zu setzen gesucht habe.

Nach der, alle Mähl möglichen, Voraussetzung soll in Fig. 9. die Achse der x , AB , und die Achse der y , AC so angenommen werden, daß der ganze horizontale Querschnitt DE der Röhre innerhalb des Winkels BAC liege; wir wollen die wachsenden x und y von A an nach B und C zu rechnen. Stellen wir uns nun über der horizontalen Grundfläche DE einen Körper vor, dessen Oberfläche durch vertikale Ordinaten $(h+z)$ bestimmt wird, so erhalten wir zuerst den Inhalt eines unbestimmten vertikalen Durchschnitres, der durch FG mit AB parallel gelegt ist, wenn wir das Integral $\int dx (h+z)$ so suchen, daß y als beständig angesehen wird, und wenn wir die Grenzen dieses Integrals demjenigen Werthe von x gemäß annehmen, welcher für den Umfang der Curve DE mit irgend einem Werthe von y zusammen gehört; und hieraus wird ferner der Inhalt des ganzen Körpers $= \int dy \cdot \int dx (h+z)$ bestimmt, abermahls die Grenzen des Integrals den Grenzen der Curve DE gemäß genommen. Bei dieser Integration wächst offenbar x von F bis G und auf ähnliche Weise auch y ; und es sind daher dx , dy immer fört positiv.

hung entstandenen cylindrischen Röhre. Diese Formel gilt nicht bloß für den Fall, da die vertikale Achse der durch Umdrehung entstandenen

Auch das Integral $\iint dx \cdot dy \cdot \left(\frac{d \frac{p}{\sqrt{(1+p^2+q^2)}}}{dx} \right)$ und das ähnliche $\iint dx \cdot dy \cdot \left(\frac{d \frac{q}{\sqrt{(1+p^2+q^2)}}}{dy} \right)$ lassen

sich auf die Cubatur eines Körpers zurück führen. Ich werde nur das erstere betrachten, da sich die Anwendung

auf das zweite leicht machen läßt, und $\frac{p}{\sqrt{(1+p^2+q^2)}} = S$ setzen. Das Integral $\iint dx \cdot dy \cdot \left(\frac{dS}{dx} \right)$ druckt den Inhalt eines Körpers aus, dessen Oberfläche durch die vertikale Ordinate $= \left(\frac{dS}{dx} \right)$, die zu den horizontalen Or-

dinaten x, y gehört, bestimmt wird; weil aber x, y sich nicht über die Grenzen der Figur DE erstrecken, so muß das Integral ebenfalls für diese Grenzen gesucht werden. Suchen wir nun zuerst die Größe des unbestimmten vertikalen Schnittes, der durch eine mit x parallele Linie FG gelegt ist, so wird diese

$$= \int dx \left(\frac{dS}{dx} \right) = S + \text{const.},$$

oder $= S - (S)$, wenn (S) der Werth ist, welchen S in dem Punkte F hat; und der Werth dieses Integrals wird vollständig gefunden, wenn man für S den Werth setzt, den diese Größe in G erhält.

Wie nun weiter $\int dy [S - (S)]$ den Inhalt des beschriebenen Körpers giebt, erhellet von selbst. Alle Punkte also, auf welche sich (S) bezieht, liegen in dem gegen die Achse der y convexen Theile, hingegen alle, auf welche sich S bezieht, in dem entgegen gesetzten Theile der Curve.

Es läßt sich nun leicht übersehen, daß die Integration

$$\iint dy \cdot dx \left(\frac{dT}{dy} \right) = \int dx [T - (T)]$$

Oberfläche durch den niedrigsten Punkt dieser Oberfläche geht, wie dort bei der kreisförmig cylindrischen Röhre, sondern überhaupt für jede

giebt, wenn sich (T) auf den Anfang und T auf das Ende des Integrals, beziehen (wo $T = \frac{q}{\sqrt{(1+p^2+q^2)}}$ ist),

und hier gelten alle vorigen Bemerkungen. Gehören (T) und (S) beide für den Punkt F , so hat man den in den fernern Schlüssen erwähnten ersten Fall; dagegen gehören in G , als dem Anfange des Schnittes GI und dem Ende des GF , zusammen S mit (T) ; und so ergeben sich die vier möglichen Fälle für alle verschiedenen Punkte der Curve, und eben damit ergibt sich die allgemeine Richtigkeit des Ausdrucks.

$$+ \frac{pdy - qdx}{\sqrt{(1+p^2+q^2)}}$$

so wie er im Fortgange der Untersuchung angenommen wird. Dafs aber dy , dx sich hier auf die Curve DE beziehen, erhellet daraus, weil p , q , (p) , (q) die Werthe sind, welche diese Gröfsen, die sich auf die Oberfläche des Fluidums beziehen, an den Grenzen dieser Figur erhalten.

In Rücksicht der Formel

$$+ \frac{pdy - qdx}{\sqrt{(1+p^2+q^2)}} = ds \cdot \cos. \alpha$$

würde ich mich auf die Theorie der krummen Flächen, welche nicht hierher gehört, beziehen, wenn ich irgend ein Buch anzugeben wüßte, wo die Ableitung dieser Formel sich erläutert fände. Da es mir hieran aber gänzlich fehlt, so will ich versuchen, den Ursprung der Formel kurz anzugeben. Stellt man sich an irgend einer Stelle des gemeinschaftlichen Durchschnitts der Röhrenwand und der Oberfläche des Flüssigen zwei Tangential-Ebenen vor, deren eine die Röhrenwand, die andere die Oberfläche des Flüssigen in der Röhre berührt, so haben diese Ebenen das Differential der Durchschnittslinie beider Flächen $= ds$ gemeinschaftlich, und sie bilden zusammen den Winkel $= \alpha$. Beziehen sich nun die Gröfsen p , q auf die Oberfläche des Flüssigen, dx , dy aber auf die Röhren-

durch Umdrehung entstandene Oberfläche des Flüssigen; also auch für den Fall, da in einer weiteren kreisförmig cylindrischen Röhre sich ein concentrischer dichter Cylinder befindet, und das Flässige sich in dem ringförmigen sehr engen Raume zwischen beiden Cylinderflächen erhebt. Nur dürfen wir hier nicht die beiden Krümmungshalbmesser b, b' für den niedrigsten Punkt der Oberfläche gleich setzen, sondern wir müssen allgemeiner $\frac{1}{b} + \frac{1}{b'} = \frac{2}{b}$ annehmen, wo also b eine andere Bedeutung als vorhin hat.

wand, so ist erstlich $\frac{dy}{dx}$ die Tangente des Winkels, welchen die Röhrenwand an dieser Stelle mit der Achse der x macht, und zweitens $-\frac{p}{q}$ die Tangente des Winkels, welchen die Durchschnittslinie der an die Oberfläche des Fluidums gelegten Tangential-Ebene mit der Horizontal-Ebene, mit eben der Achse der x bildet. Zieht man auf die zuletzt erwähnte Durchschnittslinie eine in der Horizontal-Ebene liegende Senkrechte, so macht diese mit den x einen Winkel, dessen Tangente $= +\frac{q}{p}$ ist, und wenn man durch sie eine vertikale Ebene setzt, so ist diese gegen die Röhrenwand oder die Berührungs-Ebene derselben geneigt, unter einem Winkel, dessen Tangente $= \frac{pdy - qdx}{pdx + qdy}$, oder dessen Sinus $= \frac{pdy - qdx}{ds \cdot \sqrt{p^2 + q^2}}$ ist. An dem Punkte der beiden Oberflächen, wo die Tangential-Ebenen einander berühren, entsteht ein rechtwinkliges körperliches Dreieck, dessen Seitenflächen diese beiden Tangential-Ebenen und die Vertikal-Ebene sind, die mit x den horizontalen Winkel $= \text{ang. tang. } \frac{q}{p}$ macht. Letztere steht auf der an die Oberfläche des Flüssigen gelegten Berührungs-Ebene senkrecht, und ist die Ebene

Um in jener Gleichung die Constante zu bestimmen, dient uns die Bemerkung, daß da, wo das Flüssige die Oberfläche des innern Cylinders berührt,

$$\frac{\frac{dz}{du}}{\sqrt{\left(1 + \frac{dz^2}{du^2}\right)}} = - \sin. \vartheta'$$

ist, wo ϑ' die Bedeutung hat, wie am Ende von §. 4., und $\sin. \vartheta$ negativ gesetzt ist; weil in diesem Punkte $\frac{dz}{du}$ negativ ist, indem u von der Achse des

ihres Neigungswinkels gegen den Horizont; dieses Neigungswinkels Cofinus ist $= \frac{1}{\sqrt{(1 + p^2 + q^2)}}$ = dem Sinus der an dieser Ebene liegenden Seitenfläche des körperlichen Dreieckes (nach Monge, *applie. de l'anal. à la géométrie*, T. 2. p. 33.), und man findet daher zwischen den Winkeln und der einen Cathete des rechtwinkligen Dreieckes die Gleichung

$$\cos. \omega = \frac{pdy - qdx}{ds \cdot \sqrt{(1 + p^2 + q^2)}}$$

weil $\frac{pdy - qdx}{ds \cdot \sqrt{(p^2 + q^2)}}$ des dritten Winkels Sinus und $\sqrt{\frac{p^2 + q^2}{(1 + p^2 + q^2)}}$ der Cofinus der Seite ist, die ω gegenüber steht.

Dieser Ueberlegung gemäß habe ich den Schlusssatz in §. 7. so übersetzt, daß ich *section* für den Durchschnitt der Oberfläche des Flüssigen mit der innern Fläche der Röhre angenommen habe, obgleich man sonst bei Herrn La Place's Worten ein wenig zweifelhaft bleiben könnte, welcher Schnitt eigentlich gemeint sey, wenn es heisst: *le volume de fluide, élevé au-dessus du niveau par l'action capillaire est proportionnel au contour de la section de la surface intérieure du tube.*

Brandes.

Cylinders an gerechnet wird. Setzt man nun den Halbmesser dieses Cylinders $= l$, und läßt das Integral $\int z u du$ da, wo $u = l$ ist, anfangen, so ist

$$\text{const.} = - l \cdot \sin. \vartheta' - \frac{l^2}{b}.$$

Wäre $\alpha = 0$, und man setzt den Halbmesser des hohlen Cylinders $= l'$, so ist $u = l'$ für den Punkt, wo das Flüssige die äußere Wand berührt, wo wieder (weil die innere und äußere Cylinderwand aus einerlei Materie bestehen),

$$\frac{\frac{dz}{du}}{\sqrt{\left(1 + \frac{dz^2}{du^2}\right)}} = \sin. \vartheta'$$

ist, und also hier

$$l' \cdot \sin. \vartheta' = \frac{l'^2 - l^2}{b} - l \cdot \sin. \vartheta'$$

und

$$\frac{1}{b} = \frac{\sin. \vartheta'}{l' - l}.$$

Dieses würde, wenn man es in die allgemeine Gleichung setzte, einen integrablen Werth von dz geben. Da aber α nicht $= 0$ ist, so dürfen wir in der zu Anfange dieses §. angeführten Differentialgleichung das zweite Glied nicht übersehen, und erhalten

$$\frac{1}{b} = \frac{\sin. \vartheta'}{l' - l} - \frac{2\alpha \int z u du}{(l' - l) \cdot (l' + l)},$$

wo das Integral $\int z u du$ von $u = l$ bis $u = l'$ genommen werden muß. Da $\int z u du = \frac{1}{2} u^2 z - \frac{1}{2} \int u^2 dz$, so erhält man, mit Weglassung der in α multiplicirten Größen, oder aus dem durch die Voraus-

setzung $\alpha = 0$, gefundenen Werthe von dz , das Integral

$$\int z u du = \frac{1}{2} u^2 \int \frac{(u^2 - ll') \cdot \sin \vartheta' \cdot du}{\sqrt{[u^2 (l' - l)^2 - (u^2 - ll')^2 \sin^2 \vartheta']}} \\ - \frac{1}{2} \int \frac{(u^2 - ll') u^2 du \cdot \sin \vartheta'}{\sqrt{[u^2 (l' - l)^2 - (u^2 - ll')^2 \sin^2 \vartheta']}},$$

und der Werth von $\frac{1}{b}$ würde aus der Gleichung

$$\frac{1}{b} = \frac{\sin \vartheta'}{l' - l} - \frac{2 \alpha \int z u du}{l'^2 - l^2}$$

bis auf Größen von der Ordnung α^2 vollständig zu finden seyn, wenn man die Integrale durch Näherungsuchte. Aber in engen Röhren ist, wie wir in §. 6. sahen, α sehr klein, und wir können also auch hier, wenn $l' - l$ sehr klein ist, die in α multiplicirten Glieder weglassen, und beinahe

setzen
$$\frac{1}{b} = \frac{\sin \vartheta'}{l' - l}.$$

Stellen wir uns nun einen unendlich engen Kanal vor, welcher von der niedrigsten Stelle der Oberfläche des in dem ringförmig cylindrischen Raume enthaltenen Flüssigen niederwärts geht, und sich unterhalb der cylindrischen Wand wieder bis zum Niveau des Fluidums im Gefäße, in welches der doppelte Cylinder eingetaucht ist, hinauf krümmt, so ist $K = \frac{H}{b}$ die Wirkung des zwischen den Cylinderwänden enthaltenen Flüssigen auf diesen Kanal, weil nach unserer Bezeichnung $\frac{2}{b} = \frac{1}{b} + \frac{1}{b'}$ ist, wenn b, b' den größten und kleinsten Krümmungshalbmesser im niedrigsten Punkte der Ober-

fläche bedeuten. Man übersieht also leicht (aus §. 6.), daß

$$gq' = \frac{H}{b} = \frac{H \cdot \sin.\vartheta'}{l' - l}$$

ist, wenn q' die senkrechte Höhe des niedrigsten Punktes der Oberfläche über dem Niveau des umgebenden Flüssigen bedeutet; und so wird

$$q' = \frac{H}{g} \cdot \frac{\sin.\vartheta'}{l' - l},$$

Also ist die Erhebung des Flüssigen über das Niveau hier eben so groß, als (nach §. 6.) in einem cylindrischen Haarröhrchen, dessen Halbmesser $= l' - l$, das heist, dem Abstände der beiden Wände des ringförmig cylindrischen Raumes gleich ist.

Wäre die Oberfläche *convex*, so gäbe eben der Ausdruck für q' die Tiefe des Flüssigen im Röhrchen unterhalb dem Niveau des umgebenden Flüssigen.

E. Anwendung auf zwei parallele vertikal eingetauchte ebene Flächen.

9. Es sey (Fig. 7.) AOB der Querschnitt der Oberfläche des zwischen zwei parallelen vertikalen Ebenen enthaltenen Fluidums, wenn diese Ebenen in ein größeres Gefäß eingetaucht sind, so ist $z = MO$ eine Function der einzigen GröÙe $MN = y$. Sollen hier wieder b, b' den größten und kleinsten Krümmungshalbmesser der Oberfläche des Flüssigen im niedrigsten Punkte O bedeuten, so ist b unendlich und b' ist der Krümmungshalbmesser der Curve AOB im Punkte O ; und eben so wird in jedem andern Punkte N der größte Krümmungs-

halbmesser unendlich und der kleinste dem Krümmungshalbmesser der Curve AOB in jenem Punkte

gleich; das ist $= \frac{(dy^2 + dz^2)^{\frac{3}{2}}}{dy \cdot d^2z}$. Die allgemeine

Gleichung in §. 4., nämlich $\frac{1}{R} + \frac{1}{R'} - 2az = \frac{1}{b} + \frac{1}{b'}$ giebt also hier

$$\frac{\frac{d^2z}{dy^2}}{\left(1 + \frac{dz^2}{dy^2}\right)^{\frac{3}{2}}} - 2az = \frac{1}{b'},$$

Mit dz multiplicirt und integrirt, giebt dieses

$$-\frac{1}{\sqrt{\left(1 + \frac{dz^2}{dy^2}\right)}} - az^2 = \frac{z}{b'} + \text{Const.}$$

Da nun in O , $\frac{dz}{dy} = 0$ ist, und hier das Integral verschwinden soll, so ist $\text{const.} = -1$, und

$$\frac{1}{\sqrt{\left(1 + \frac{dz^2}{dy^2}\right)}} = \frac{b' - z}{b'} - az^2.$$

Es sey $Z = \frac{b' - z}{b'} - az^2$, so ist $dy = \frac{Zdz}{\sqrt{(1 - Z^2)}}$.

Diese Gleichung ist die für die *elastische Curve*, und dieses muß so seyn. Denn sowohl hier als bei der elastischen Curve ist die von der Krümmung abhängige Kraft dem Krümmungshalbmesser umgekehrt proportional.

In dem Punkte A , welcher der höchste der Curve AN ist, hat man $\frac{dz}{dy} = \text{tang. } \vartheta'$, wenn wieder ϑ' das Complement des Winkels ist, welchen der äußerste Theil der Curve mit der eingetauchten Ebene macht. Für diesen Punkt ist also

$\text{tang. } \vartheta' = \frac{\sqrt{(1 - Z^2)}}{Z}$ oder $Z = \cos. \vartheta'$, und folglich der äußerste Werth von z durch die Gleichung $\frac{b' - z}{b'} - \alpha z^2 = \cos. \vartheta'$ bestimmt, oder

$$z = -\frac{1}{2\alpha b'} + \sqrt{\left(\frac{2 \cdot \sin.^2 \frac{1}{2} \vartheta'}{\alpha} + \frac{1}{4\alpha^2 b'^2}\right)}.$$

Für den Fall, da die beiden Ebenen unendlich weit von einander entfernt sind, ist $b' = \infty$, und $z = \frac{2 \cdot \sin.^2 \frac{1}{2} \vartheta'}{\sqrt{2\alpha}}$. Die Höhe, um welche das Fluidum sich an einer *einzelnen eingetauchten Platte* erheben wird, läßt sich also bestimmen, wenn man weiß, wie hoch es in einem Haarröhrchen von gleicher Materie und gegebenem Halbmesser steigt. Wir fanden, wenn q diese letztere Höhe bei dem Halbmesser $= l$ ist, in §. 6. die Gröſſe $\frac{g}{H} = \alpha = \frac{\sin. \vartheta'}{l \cdot q}$; also ist hier $z = \sqrt{ql \cdot \text{tang. } \frac{1}{2} \vartheta'}$, die Höhe in A . Setzt man $\vartheta' = 90^\circ$, wie es bei Wasser und Glas richtig zu seyn scheint, und und $l = 1$ Millimeter, so ist $q = 6,784$ Millimeter; daraus würde für die Höhe des Wassers an einer vertikal eingetauchten Glasplatte folgen, $z = 2,6036$ Millimeter. Die Erfahrung muß die Höhe etwas geringer geben, weil der Punkt, den wir in der Erfahrung für den Anfang der Curve nehmen, alle Mahl schon etwas von der eingetauchten Ebene entfernt, also niedriger als A liegt; denn A bedeutet den Punkt, der Grade am Ende der Wirkungssphäre der Ebene, also in einer unmerklichen Entfernung von derselben liegt.

In

In dem hier betrachteten Falle, wo die eingesetzten Ebenen unendlich von einander entfernt sind, erhält man für die Oberfläche die Differentialgleichung

$$dy = \frac{(1 - \alpha z^2) dz}{z \sqrt{\alpha} \cdot \sqrt{(2 - \alpha z^2)}}.$$

Stellt in Fig. 30. RQ die Niveaulinie des Flüssigen vor, so ist $RK = z$, und wenn $KN = y'$, so wird $dy' = -dy$, und für die Curve ANQ , welche das Fluidum in der Nähe der Wand bildet, ist

$$dy' = \frac{(\alpha z^2 - 1) dz}{z \sqrt{2\alpha} \cdot \sqrt{(1 - \frac{1}{2}\alpha z^2)}}.$$

eine Gleichung, die leicht integrabel ist, und y durch algebraische und logarithmische Functionen von z ausdrückt.

In dem Falle, da der Abstand der Ebenen von einander sehr geringe ist, giebt die Gleichung $Z = 1 - \frac{1}{b'} \alpha z^2$, oder $\frac{z^2}{b'} = 1 - Z = \frac{\alpha b'^2 z^2}{b'^2}$, für $\frac{z^2}{b'}$ den genäherten Werth

$$\frac{z^2}{b'} = 1 - Z - \alpha b'^2 (1 - Z)^2,$$

wenn man die Glieder, die α^2 enthalten, schon weglässt. Hieraus folgt dann

$$dz = -b' dZ [1 - 2\alpha \cdot b'^2 (1 - Z) + \text{etc.}],$$

und folglich

$$\frac{dy}{b'} = \frac{2dZ [1 - 2\alpha b'^2 (1 - Z)]}{\sqrt{(1 - Z^2)}}.$$

Es sey $Z = \cos.\vartheta$, also

$$\frac{dy}{b'} = d\vartheta \cdot \cos.\vartheta \cdot [1 - 2\alpha b'^2 (1 - \cos.\vartheta)],$$

$$\text{so wird } \frac{y}{b'} = \sin.\vartheta - \alpha b'^2 (2\sin.\vartheta - \vartheta - \frac{1}{2}\sin.2\vartheta).$$

Setzt man also den äußersten Werth von $y = l$, und den äußersten Werth von $\vartheta = \vartheta'$, und nimmt aus dem Vorigen $k = \frac{\sin \vartheta'}{ql}$, so ist

$$\frac{1}{b'} = \frac{\sin \vartheta'}{l} \left[1 - \frac{2l}{q \sin \vartheta'} \left(1 - \frac{\vartheta'}{2 \sin \vartheta'} - \frac{1}{2} \cos \vartheta' \right) \right].$$

Für unsern Fall, da l sehr klein gegen q , oder wenn die Ebenen einander sehr nahe sind, ist also $\frac{1}{b'}$ beinahe $= \frac{\sin \vartheta'}{l}$. Wie viel dieser Ausdruck ungefähr von der Wahrheit abweicht, bestimmt man am leichtesten für den Fall, da ϑ' ein rechter Winkel ist; dann wird

$$\frac{2l}{q \sin \vartheta'} \left(1 - \frac{\vartheta'}{2 \sin \vartheta'} - \frac{1}{2} \cos \vartheta' \right) = \frac{2l}{q} \left(1 - \frac{1}{4} \pi \right).$$

Für $l = 1$ Millimeter ist dieser Bruch in Rücksicht auf Wasser und Glasröhren $= \frac{12}{6,784} \left(1 - \frac{1}{4} \pi \right) = \frac{1}{15,81}$, und er kann also in Vergleichung der Einheit weggelassen werden.

Endlich findet man für die Höhe q' , welche das Fluidum zwischen den parallelen vertikalen Ebenen erreicht, wenn sie um $2l$ von einander entfernt sind, $q' = \frac{H}{2gb'}$, weil nämlich hier $\frac{1}{2}H \left(\frac{1}{b} + \frac{1}{b'} \right) = \frac{H}{2b'}$ ist, also hier

$$q' = \frac{H}{g} \frac{\sin \vartheta'}{2l} \left[1 - \frac{2l}{q \sin \vartheta'} \left(1 - \frac{\vartheta'}{2 \sin \vartheta'} - \frac{1}{2} \cos \vartheta' \right) \right].$$

Eben diese Formel drückt die Depression des Flüssigen aus, wenn die Oberfläche *convex* ist, und bei sehr kleinen Werthen von l wird

$$q' = \frac{H}{g} \frac{\sin \vartheta'}{2l}.$$

Sind die parallelen Ebenen gegen den Horizont geneigt, so kann man, wenn sie einander sehr nahe sind, annehmen, daß die Oberfläche des zwischen ihnen enthaltenen Flüssigen und ihre Lage gegen die Ebenen beinahe so bleibt, wie bei vertikaler Lage, so wie dieses nach §. 6. bei sehr engen Röhren der Fall ist; daher gilt der eben gefundene Ausdruck für q' , als der vertikalen Höhe über dem Niveau, bei jeder Neigung, wofern nur l sehr klein ist.

F. Ueber das Gleichgewicht eines Tropfens in einem konischen Haarröhrchen.

10. Es sey (Fig. 11.) $ABCD$ ein konisches, an beiden Enden offenes, Haarröhrchen, und $MM'N'N$ die darin enthaltene Säule des Flüssigen. Wir wollen zuerst die Achse OE der Röhre, deren Spitze in O fallen würde, wenn man sie in Gedanken vollständig macht, als horizontal annehmen, und die Oberfläche des Flüssigen als concav voraus setzen. Da die Röhre in p enger als in p' ist, so wird der Krümmungshalbmesser der Oberfläche dort kleiner als hier seyn; und wenn jener b , dieser b' heisst, so ist die Wirkung auf einen unendlich engen Kanal pp' in p , $= K - \frac{H}{b}$, und in p' , $= K - \frac{H}{b'}$, also, weil $b' > b$, diese Wirkung in p' größer als in p , und das Fluidum wird zu einer Bewegung nach O hin angetrieben. Das Entgegengesetzte würde bei convexen Ober-

flächen Statt finden, weil dann jene Wirkungen $\equiv K + \frac{H}{b}$ und $\equiv K + \frac{H}{b'}$, also der Druck in p am stärksten und der Antrieb zur Bewegung von der Spitze abwärts gerichtet seyn würde.

Um die Krümmungshalbmesser b, b' zu bestimmen, sey für q , als der Mitte der Säule pp' , $Oq \equiv a$, und die Länge pp' des Tropfens $\equiv 2\beta$, ferner sey $\omega \equiv$ dem sehr kleinen Winkel MOp , und $\vartheta' \equiv$ dem Complementary der Neigung des äußersten Theils des Bogens pM gegen die Wand OM der Röhre. Es erhellet nun leicht, dafs, wenn $MpN, Mp'N'$ Kreisbogen wären, man hätte

$$b = \frac{(a - \beta) \operatorname{tang.} \omega}{\sin. \vartheta' + \operatorname{tang.} \omega}, \text{ und } b' = \frac{(a + \beta) \operatorname{tang.} \omega}{\sin. \vartheta' - \operatorname{tang.} \omega}, \text{ also}$$

$$\frac{H}{b} - \frac{H}{b'} = \frac{H \cdot \sin. \vartheta'}{\operatorname{tang.} \omega} \left(\frac{2\beta}{a^2} + \frac{2\beta^3}{a^4} + \text{etc.} \right) + \frac{2H}{a} \left(1 + \frac{\beta^2}{a^2} + \text{etc.} \right).$$

Erhebt man den Punkt A , so dafs die Achse OE sich unter einem Winkel $\equiv V$ gegen den Horizont neigt, so ist das Gewicht der Säule pp' , so fern es hier in Betrachtung kommt, $\equiv 2g\beta \cdot \sin. V$. Soll also diese flüssige Säule durch die Haarröhrchen-Kraft im Gleichgewichte erhalten werden, so muß

$$2g\beta \cdot \sin. V = \frac{H}{b} - \frac{H}{b'},$$

oder
$$2g\beta \cdot \sin. V = \frac{2H \cdot \beta \cdot \sin. \vartheta'}{a^2 \cdot \operatorname{tang.} \omega} + \frac{2H}{a}$$

seyn, wenn man die unbedeutenden Glieder wegläßt.

Wir wollen l für die Höhe annehmen, welche eben dieses Fluidum in einer cylindrischen Röhre vom Halbmesser $\equiv a \cdot \operatorname{tang.} \omega$ erreicht, näm-

lich in einer Röhre von dem Halbmesser, welchen die konische Röhre in q hat, so ist

$$g \cdot l = \frac{H \cdot \sin. \vartheta'}{a \cdot \tan. \omega},$$

und folglich

$$\sin. V = \frac{l}{a} + \frac{l \cdot \tan. \omega}{\beta \cdot \sin. \vartheta'} \quad \text{oder} \quad = \frac{l}{a} \left(1 + \frac{a \cdot \tan. \omega}{\beta \cdot \sin. \vartheta'} \right).$$

In dieser Gleichung ist $\frac{a \cdot \tan. \omega}{\beta \cdot \sin. \vartheta'}$ sehr klein gegen $\frac{l}{a}$, wenn $a \cdot \tan. \omega$ sehr klein gegen β , oder die Länge der kleinen Säule bedeutend gröfser, als ihre Dicke im Punkte q ist. Für diesen Fall hat man *beinahe*

$$\sin. V = \frac{l}{a},$$

und, weil l sich umgekehrt wie a verhält, so ist $\frac{l}{a}$ im umgekehrten Verhältnisse der Gröfse a^2 ; bei kleinen Werthen von V ist also dieser Winkel selbst sehr nahe dem Quadrate der Entfernung Oq der Mitte des Tropfens von der Spitze des Kegels umgekehrt proportional.

Das Glied $\frac{l \cdot \tan. \omega}{\beta \cdot \sin. \vartheta'}$ rührt von dem Unterschiede in der Anzahl von Graden her, welche die Bogen MpN , $M'p'N'$ fassen, und dieser Unterschied hat seinen Grund in der entgegen gesetzten Lage beider Bogen, indem einer seine convexe, der andere seine concave Seite nach der Spitze des Kegels kehrt. Dieses Glied kann ohne erheblichen Irrthum übersehen werden, wenn die Länge 2β des Tropfens viel gröfser als seine Dicke in der Mitte ist, und in diesem Falle kann man die beiden Cur-

ven MpN , $M'p'N'$ als einander ähnlich ansehen. Wir betrachteten vorhin diese Curven als kreisförmig, oder die beiden Oberflächen als sphärisch; aber aus §. 4. erhellet, daß wegen der Wirkung der Schwere der Werth von $\frac{1}{b}$ um ein kleines Glied von der Form $\frac{1}{b} \cdot Q \cdot \frac{g}{H} \cdot b^2$ vermindert wird, wo Q ein von b unabhängiger Quotient ist. Da $\frac{1}{b'}$ auf ähnliche Weise vermindert wird, so wächst die Differenz $\frac{H}{b} - \frac{H}{b'}$ um $Qg(b' - b)$; oder beinahe um $\frac{2Qg \cdot \beta \cdot \text{tang. } \omega}{\sin. \vartheta'}$; der Werth von $\sin. V$ wird also um $\frac{Q \cdot \text{tang. } \omega}{\sin. \vartheta'}$ vermehrt. Es läßt sich leicht übersehen, daß Q eine kleine Zahl, wahrscheinlich kleiner als 1 ist, (in §. 4. findet sie sich nur $= \frac{1}{3}$, wenn man in dem Ausdrucke für $\frac{1}{b}$, $\vartheta' = \frac{1}{2}\pi$ setzt); der Winkel V wächst daher um einen sehr geringen Winkel, der kleiner als ω ist, und folglich nicht in Betrachtung kommt.

G. Ueber die Figur und das Gleichgewicht eines Tropfens zwischen zwei Ebenen, die sich mit einem ihrer Ränder in einer horizontalen Linie berühren.

11. Befindet sich ein Tropfen eines Flüssigen zwischen zwei einander sehr nahen parallelen und horizontalen Ebenen, so erhellet von selbst, daß seine horizontalen Querschnitte Kreise seyn werden. Die Figur des vertikalen Schnittes läßt sich, wenn

man die Wirkung der Schwere bei Seite setzt und die Dicke des Tropfens als geringe gegen seine Breite annimmt, aus der Differentialformel in §. 24. bestimmen. Diese Untersuchung giebt zum Resultate *)

$$\frac{1}{b} - \frac{1}{b'} = \frac{\sin 2\theta}{h} \left(1 - \frac{h}{2b'} \frac{\theta'}{\sin 2\theta} - \frac{h \cos 2\theta'}{2b' \sin 2\theta} \right),$$

und es ist hier b' der Halbmesser der Durchschnitts-
linie, welche eine durch den Schwerpunkt gelegte
Horizontal-Ebene mit der Oberfläche des Trop-
fens bildet; h der Krümmungshalbmesser des ver-
tikalen, durch den Schwerpunkt gehenden, Schnitt-
tes, an der Stelle, wo die horizontale, durch den
Schwerpunkt gehende, Ebene sie schneidet; h der
halbe Abstand der Ebenen von einander; und θ'
der durch die Natur des Fluidums und der anzie-
henden Flächen bestimmte Winkel, unter welchem
der nächste Theil der krummen Oberfläche des
Tropfens gegen eine auf die festen Ebenen senk-
rechte Linie geneigt ist.

Sind die beiden Ebenen unter einem kleinen
Winkel 2ω gegen einander geneigt, und berühren
einander in einer horizontalen Linie, während sie
mit dem Horizonte die Winkel $V - \omega$ und $V + \omega$
machen, so weicht, wenn die Dicke des Tro-
pfens sehr geringe gegen seine Breite ist, die
Figur desselben nur noch wenig von der Kreis-
form ab, zumahl wenn V ein kleiner Winkel

*) Ich übergehe sie hier, als ganz der Analyse angehö-
rend.

ist. ²⁾ Stellt man sich einen Schnitt durch den Schwerpunkt des Tropfens, senkrecht auf die horizontale Durchschnittslinie der beiden Ebenen vor, so wird die Figur der Durchschnittslinie dieser Ebene mit des Tropfens Oberfläche, noch fast durch eben die Gleichung, wie im vorigen² Falle, bestimmt, jedoch bedeutet hier $2h$ die Entfernung der Ebenen in dem äußersten Punkte des Durchschnits, und ist demnach für des Tropfens eine Seite, anders als für die andere Seite, und wegen der daraus folgenden Ungleichheit der Krümmungshalbmesser für die Mitte des Durchschnits an beiden Seiten des Tropfens ist die Einwirkung der Haarröhrenkraft verschieden. Soll nun der Tropfen im Gleichgewichte bleiben, so muß der Winkel V einen gewissen Werth erhalten, und man findet durch Rechnungen, die indess nur näherungsweise geführt werden können, die Gleichung

$$\sin. V = \frac{H \cdot \sin. \vartheta'}{2a^2 \cdot g \cdot \tan. \alpha}$$

wo H , ϑ' , g die gewöhnliche Bedeutung haben, 2α der Winkel ist, den die Ebenen mit einander machen, und a der Abstand, um welchen des Tropfens Mittelpunkt von der Durchschnittslinie der Ebenen entfernt ist. Der Winkel V also, dem wir hier nur kleine Werthe beilegen, ist ziemlich nahe der Größe $\frac{1}{a^2}$ proportional, so wie es bei einem im Gleichgewichte schwebenden Tropfen in einer konischen Röhre der Fall war.

³⁾ Auch diese ganz algebraische Auseinandersetzung übergehe ich. Br.

III. Nähere Betrachtung der Kräfte, welche die Concavität oder Convexität der Oberfläche eines Flüssigen bestimmen.

12. Die vorzüglichste Ursache, welche die Concavität oder Convexität des Flüssigen in einer Röhre oder zwischen Ebenen bestimmt, ist die Attraction der Röhre auf das Flüssige, verglichen mit der Attraction der Theilchen des Flüssigen auf einander selbst. Ich will hier voraus setzen, daß beide Anziehungen einerlei Gesetz in Rücksicht auf die Entfernungen befolgen, und nur in Rücksicht der Intensität bei gleichen Distanzen, für die Theilchen der Röhre anders sind, als für die Theilchen des Flüssigen *). Diese Intensität wollen wir mit ρ für die Röhre und ρ' für das Flüssige bezeichnen.

Es sey (Fig. 12.) $ABCD$ eine vertikale Röhre, die in ein bis an MN mit einem Flüssigen gefülltes Gefäß getaucht ist, und wir wollen annehmen, die Oberfläche pq des Flüssigen in der Röhre bleibe eben und in dem Niveau MN . Ein in der Wirkungssphäre der Röhre liegender Punkt O wird nun von dieser und von dem eingeschlossenen Fluidum zugleich angezogen. Die Attraction des unterhalb MN liegenden Theils der Röhre läßt sich in eine vertikale, die wir $= \rho x$ setzen wollen, und eine horizontale, nach p zu gerichtete, zerlegen, die $= \rho y$ seyn mag. Die Attraction des obern Theils der Röhre giebt eine vertikale Kraft $= - \rho x$, und eine horizontale $= \rho y$; die erstere

*) Vergl. oben S. 29. Anm.

ist nämlich der von dem untern Theile der Röhre herrührenden Kraft ρx entgegen gesetzt, und folglich negativ. Um auch die Einwirkung des Flüssigen auf den Punkt O zu bestimmen, sey $Op' = Op$ genommen; dann wird die Attraction des Theiles $pp'rD$ der flüssigen Masse auf den Punkt O vertikal herabwärts gehen; wir wollen sie mit $\rho'z$ bezeichnen. Die Attraction der Masse $rp'qC$ unterscheidet sich von der Attraction des untern Theils der Röhre nur durch die Intensität und giebt also eine horizontale Kraft $= -\rho'y$ und eine vertikale $= \rho'x$. Auf den Punkt O wirken also

die vertikalen Kräfte $\rho x, -\rho x, \rho'z, \rho'x,$

die horizontalen $\rho y, \rho y, -\rho'y.$

Die Summe der ersten ist also $= \rho'(z + x),$

und die der letzten $= (2\rho - \rho')y.$

Die horizontale Kraft verschwindet, wenn $2\rho = \rho'$ oder die Attractivkraft der Röhre halb so stark als die des Flüssigen ist. In diesem Falle also würde die horizontale Oberfläche diejenige seyn, bei welcher das Gleichgewicht besteht, indem dann die Summe der wirkenden Kräfte senkrecht auf dieselbe ist.

Wir wollen jetzt den Fall betrachten, wenn an der vertikal eingetauchten Ebene AB (Fig. 13.) die Oberfläche AR des Flüssigen eine von der Horizontallinie abweichende Richtung hat.

Es sey AD eine in A an die Oberfläche AR des Flüssigen gezogene Tangente; und der Winkel $BAD = \varphi$. Heißt nun ρk die aus der Attraction des untern Theils der Ebene auf einen dicht an A

liegenden Punkt entstehende, auf AB senkrechte Kraft, und ρK die dieser Ebene parallele Kraft, so überieht man, daß des obern Theils der Ebene Einwirkung auf diesen Punkt nach einer auf AB senkrechten Richtung $\equiv \rho k$, nach vertikaler Richtung $\equiv -\rho K$ seyn wird. Eben dieses Theilchen ist nun auch der Anziehung des Flüssigen, welches der Raum BAD enthält, unterworfen, und wenn man mit $\rho' K$ die vertikale Attraction des Flüssigen für den Fall bezeichnet, wenn BAD ein rechter Winkel wäre, so wird für $BAD = \vartheta$ eben diese Attraction $\equiv \rho' K \cdot \sin. \vartheta$, und die horizontale Attraction $\rho' K (1 - \cos. \vartheta)$; denn $\rho' K d\vartheta \cos. \vartheta$ und $\rho' K d\vartheta \sin. \vartheta$ sind die elementarischen Attractions des kleinen Stückes pAD , wenn pAD den Winkel $d\vartheta$ vorstellt. Endlich wirkt auf das Theilchen A noch das zwischen der Tangente und dem Bogen AR enthaltene Flüssige mit einer Kraft, die wir $\equiv Q$ setzen und deren Richtung wir nach AQ annehmen wollen. Ist also $QAR = \omega$, so giebt die Masse DAR eine vertikale Attraction $\equiv Q \cdot \cos. \omega$ und eine horizontale $\equiv Q \cdot \sin. \omega$.

Die Vereinigung aller dieser Kräfte bringt eine mittlere Kraft $\equiv R$ hervor, welche auf AD senkrecht seyn muß, wenn AD in A die Tangente an der beim Gleichgewichte Statt findenden freien Oberfläche ist, und diese mittlere Kraft giebt also eine vertikale $\equiv R \cdot \sin. \vartheta$, und eine horizontale $\equiv R \cdot \cos. \vartheta$. Da diese Kräfte den Summen der vorhin einzeln gefundenen gleich seyn müssen, so ist

$$R \cdot \sin. \vartheta = \rho K - \rho' K + \rho' K \cdot \sin. \vartheta + Q \cdot \cos. \omega$$

und

$$R \cdot \cos. \vartheta = 2\rho K - \rho' K + \rho' K \cdot \cos. \vartheta - Q \cdot \sin. \omega,$$

woraus folgt

$$Q \cdot \cos. (\omega - \vartheta) = (2\rho - \rho') K \cdot \sin. \vartheta.$$

Da die Größen $Q \cdot \cos. (\omega - \vartheta)$ und $\sin. \vartheta$ positiv sind, wenn die Curve concav ist, so sieht man; daß in diesem Falle $\rho > \frac{1}{2}\rho'$ seyn muß. Ist $\rho = \frac{1}{2}\rho'$, so ist, wie wir schon gesehen haben, die Oberfläche eben; folglich $Q = 0$, wie es unsere letzte Gleichung erfordert.

„Wenn man die Röhre mit verschiedenen flüssigen Körpern nach einander füllt, so fällt die Curve AR verschieden aus, wenn das Verhältniß ρ zu ρ' sich ändert.“ Um dieses zu beweisen, sey I ein Punkt, der in allen diesen Curven gleich entfernt von der Röhrenwand innerhalb der Sphäre ihrer merklichen Wirksamkeit angenommen wird; so wird für I die Einwirkung der Röhrenwand alle Mahl gleich und horizontal seyn. Wären nun alle diese Curven gleich, so würde die Einwirkung des Flüssigen auf diesen Punkt alle Mahl einerlei Richtung haben, aber an Intensität verschieden seyn. Es würde daher die aus der Einwirkung der Röhre und des Flüssigen zusammen gesetzte Kraft bei den verschiedenen Flüssigkeiten eine verschiedene Richtung erhalten; da nun diese Richtung auf die Oberfläche senkrecht seyn muß, wenn das Gleichgewicht bestehen soll, so kann auch die Lage der Oberfläche nicht in diesen verschiedenen Fällen

einerlei seyn. Die Curven AR sind also verschieden, wenn $\frac{\rho}{\rho'}$ einen andern Werth erhält; die Oberflächen sind dann zugleich, da, wo sie die Röhrenwand berühren, ungleich gegen diese geneigt; und diese Neigung bestimmt, wie wir oben gesehen haben, die Größe des Kugelsegments, welchem der außerhalb der Wirkungssphäre der Röhrenwand liegende Theil der Oberfläche in engen Röhren sich nähert, und sie bestimmt zugleich die Höhe, bis zu welcher das Fluidum sich erhebt.

„Wenn der Quotient $\frac{\rho}{\rho'}$ wächst, so wird die Curve immer mehr concav, und die ganze Oberfläche des Flüssigen in der Röhre wird eine Halbkugel, wenn $\rho = \rho'$ ist.“ Wir wollen uns vorstellen, die Röhre bestehe mit dem Fluidum aus einerlei Materie, und die Oberfläche ABC (Fig. 14.) sey eine Halbkugel. Betrachtet man nun $ABCS$ als die vollständige Kugelfläche, und denkt sich auch den obern Theil der Röhre $RASC$ mit eben dem Fluidum gefüllt, so wirken, wenn man die Schwere bei Seite setzt (welches in sehr engen Röhren geschehen darf), wegen der Gleichartigkeit der Materie des Flüssigen und der Röhre, auf jeden Punkt der Oberfläche ABC gleiche, und auf die Oberfläche senkrechte Kräfte, und dieses reicht hin, um das Gleichgewicht zu erhalten. (Diese Gleichheit und Perpendicularität der Kräfte in jedem Punkte der Oberfläche rührt nämlich daher, weil die Kugel ganz mit der gleichartigen Materie um-

geben ist, und es hier auf die Dicke der umgeben-
den Schichte gar nicht ankommt.) Läßt man nun
auch den obern Theil $RASC$ weg, so kann diese
die wirkenden Kräfte auf ABC nur unmerklich än-
dern, wenn die Attraction nur in unmerklichen
Entfernungen wirksam ist, und die Oberfläche ist
folglich eine Halbkugel für $p = p'$.

Wenn die Attraction der Röhre auf das Flüs-
sige stärker ist, als die Attraction der Theilchen
des Flüssigen unter einander, so scheint es, daß
das Flüssige sich an die Röhre anhängt und ein
Röhrchen innerhalb bildet, welches dann eigent-
lich die Oberfläche des Flüssigen erhebt und sie
concav und halbkugelförmig macht. Wahrschein-
lich findet dieses bei Wasser und Öhlen in Glas-
röhren Statt.

Wir wollen jetzt den Fall einer *convexen*
Oberfläche betrachten. Es sey (Fig. 15.) BAC eine
vertikale, in ein Flüssiges der Art eingetauchte Ebe-
ne, und AR der Durchschnitt der flüssigen Oberflä-
che mit einer auf jene Ebene senkrechten Ebene; AD
sey eine Tangente an AR , und $BAD = \vartheta$. Die ver-
tikale Attraction des Flüssigen DAN niederwärts
würde $= - p'K. (1 - \sin.\vartheta)$, und die horizontale
Attraction $= p'K. \cos.\vartheta$, von A nach N , seyn. Da
aber nicht DAN , sondern RAN die anziehende
Masse ist, so muß man für den Zwischenraum DAR
etwas abziehen. Q sey die Attraction dieses Theil-
chens auf A nach der Richtung AQ , und $BAQ = \omega$,
so ist für DAR die vertikale Attraction $= - Q. \cos.\omega$

sind die horizontale $= Q \cdot \sin. \omega$. Es ist also für die Masse RAN die vertikale Attraction $= Q \cos. \omega - \rho' K (1 - \sin. \vartheta)$, und die horizontale $= \rho' K \cos. \vartheta - Q \sin. \omega$. Die vertikale und horizontale Attraction der Masse NAC ist $= \rho' K$, die vertikale Attraction der Ebene $= 0$, und die horizontale $= -2\rho K$. Ist also AV die Richtung der mittlern Kraft, die wir $= R$ setzen, so ist AV senkrecht auf AD und

$$R \cdot \sin. \vartheta = \rho' K + Q \cdot \cos. \omega - \rho' K (1 - \sin. \vartheta),$$

$$R \cdot \cos. \vartheta = (\rho' - 2\rho) K + \rho' K \cos. \vartheta - Q \cdot \sin. \omega,$$

folglich

$$(\rho' - 2\rho) K \cdot \sin. \vartheta = Q \cdot \cos. (\omega - \vartheta),$$

und hier sind $\sin. \vartheta$, Q und $\cos. (\omega - \vartheta)$ positiv, wenn die Curve AR convex ist. In diesem Falle muß also $\rho < \frac{1}{2}\rho'$ seyn, und „es ist folglich die „Oberfläche convex oder concav, je nachdem $\rho < „oder $> \frac{1}{2}\rho'$ ist.“$

„Im Haarröhrchen nähert sich die Oberfläche „desto mehr einer convexen Halbkugel, je kleiner „ ρ ist, und wenn $\rho = 0$ oder unmerklich wäre, so „würde die Oberfläche wirklich eine Halbkugel bilden.“ ASC (Fig. 14.) sey diese halbkugelförmige Oberfläche, und $ASCB$ die vollständige Kugel. Wäre nun der Theil $ABCNM$ des Flüssigen gar nicht da, und setzt man die Schwere bei Seite, so wirken auf jeden Punkt der Kugelfläche gleiche und gegen diese Oberfläche senkrechte Kräfte; dann also wird das Gleichgewicht bestehen. Aber wenn nun auch die Masse $ABCNM$ nicht fehlt, so

sieht man doch leicht, dass die Wirkung von MAR auf A unbedeutend ist gegen die Wirkung der Kugel auf diesen Punkt, und daher braucht man nicht ein Mal für A und noch weniger für die übrigen Punkte der Oberfläche auf diese Einwirkung Rücksicht zu nehmen. Folglich besteht das Gleichgewicht, wenn das Fluidum eine convexe halbkugelförmige Oberfläche hat. Zwischen den Grenzen $\rho = 0$ und $\rho = \frac{1}{2}\rho'$ nimmt die Convexität der Oberfläche ab; diese wird horizontal für $\rho = \frac{1}{2}\rho'$, und concav für grössere Werthe von ρ , bis sie endlich für $\rho = \rho'$ eine concave Halbkugel wird *).

III. Versuche zu den vorstehenden Untersuchungen, und Vergleichung derselben mit der Theorie;

frei bearbeitet von Gilbert.

Zu §. 6, 7, 8 und 9.

Ich habe (in 6. und 7.) gezeigt, dass aus meiner Theorie der haarröhren-artigen Erscheinungen nothwendig folgt, dass in ungleich weiten Haarröhren, die aus einerlei Materie bestehen, ein Flüssiges über sein Niveau zu Höhen ansteigen oder unter demselben stehen bleiben muss, welche dem Durchmesser der Röhrchen verkehrt proportional sind. Eben so habe ich (in 9.) aus meiner Theorie dargethan, dass zwischen zwei senkrechten

*) Vergl. oben S. 29.

und parallelen einander sehr nahen Ebenen, die Höhe eines Flüssigen über oder unter dem Niveau im verkehrten Verhältnisse der Entfernung der beiden Ebenen von einander stehen, und genau so hoch oder so tief seyn muß, als der Stand desselben Flüssigen in einer Haarröhre aus gleicher Materie, deren innerer Durchmesser halb so groß ist, als der Abstand der beiden Ebenen von einander. Diese Erscheinungen sind schon vor langer Zeit von den Physikern beobachtet und bewährt worden, wie die oben (S. 33.) angeführte Stelle aus Newton's Optik beweiset.

Die Herren Hauy und Tremery haben auf mein Ersuchen einige Versuche dieser Art aufs neue angestellt. Folgendes sind die Resultate derselben:

Stand von Flüssigkeiten in gläsernen Haarröhren von verschiedener Weite.

In cylindrischen Haarröhrchen aus einerlei Gläsart, deren

innerer Durchmesser war: 2 ; $\frac{4}{3}$; $\frac{1}{2}$ Millimeter, hatten folgende Höhen über dem Niveau:

Wasser 6,75 ; 10 ; 18,5 Millimeter.

Orangen.-Oehl 3,4 ; 5 ; 9 Millimeter.

Sind die Höhen eines Flüssigen mit dem Durchmesser der Haarröhren verkehrt proportional, so muß für alle Röhrchen das Zahlprodukt aus ihrem innern Durchmesser in die Höhe des Flüssigen in ihnen, ein und dasselbe seyn; und zwar giebt, wenn beide Grössen in Millimetern ausgedruckt sind,

dieses Produkt die Höhe, welche, dem Versuche entsprechend, die Flüssigkeit in einem Haarröhrchen annehmen müßte, welches 1 Millimeter zum Durchmesser hätte. Diese Produkte sind, zu Folge der vorstehenden Versuche,

für Wasser 13,5; 13,333; 13,875 Millimeter.

für Orangen-Oehl 6,8; 6,667; 6,75 Millimeter.

Die große Uebereinstimmung dieser Resultate unter einander, so wohl bei den Versuchen mit Wasser, als bei denen mit Orangen-Oehl, ist ein Beweis, daß die Höhen, bis zu welchen ein Flüssiges in Röhren von verschiedener Weite ansteigt, im verkehrten Verhältnisse der Weiten der Röhrchen stehen.

Das Mittel aus diesen Resultaten giebt für ein Haarröhrchen aus Glas von 1 Millimeter Durchmesser eine Erhebung des *Wassers* von 13,569 und des *Orangen-Oehls* von 6,7398 Millimeter.

Um dasselbe Gesetz bei der *Depression des Quecksilbers* zu prüfen, tauchten die Herren Hauy und Tremery die beiden ersten Haarröhrchen, die zu dem vorigen Versuche gedient hatten, in *Quecksilber*, bis zu einer Tiefe, die sie genau gemessen hatten; verschlossen dann die untern Oeffnungen derselben mit einer sehr ebenen Platte, welche das Quecksilber heraus zu fließen verhinderte, hoben die Röhren heraus, und maßen die Länge der Quecksilberfäule, die sich in ihnen befand. Der Unterschied der erstern Tiefe und dieser Länge gab die Größe, um welche das Queck-

Silber in den beiden Haarröhren unter dem Niveau der Quecksilberfläche in dem Gefäße stand. So fand sich Folgendes:

Innerer Durchmesser der Haarröhre	2 ; $\frac{2}{3}$ Millim.
Erniedrigung des Quecksilbers unter dem Niveau	$3\frac{2}{3}$; $5\frac{1}{2}$ —
Beträgt für ein 1 Millimeter weites Haarröhrchen	$7\frac{1}{2}$; $7\frac{1}{2}$ —

Auch in diesem Falle entspricht also der Versuch völlig dem Gesetze, daß die Erniedrigung dem Durchmesser der Röhrchen verkehrt proportional ist.

Zwischen zwei senkrechten parallelen Ebenen aus Glas, die 1 Millimeter von einander entfernt waren, fanden diese Physiker Wasser 6,5 Millim. über dem Niveau stehend. Diese Höhe ist sehr wenig von 6,784 Millim. verschieden, der Hälfte der Höhe, welche Wasser in einem Haarröhrchen von 1 Millimeter Durchmesser einnimmt. Auch hierin stimmt also die Theorie mit der Erfahrung überein. Wir haben oben (S. 33.) gesehen, daß Newton die Höhe des Wassers zwischen zwei Glasebenen, die um $\frac{1}{100}$ engl. Zoll von einander entfernt sind, auf 1 engl. Zoll angiebt. Der engl. Zoll ist gleich 25,3618 Millim. Newton's Versuch und dem Gesetze des umgekehrten Verhältnisses der Höhen mit den Durchmessern entsprechend, müßte also zwischen zwei Glasebenen, die 1 Millimeter von einander entfernt sind, Wasser bis zu einer Höhe h steigen, welche folgender Gleichung entspricht:

$$1 \text{ engl. Z.} \times \frac{1}{100} \text{ engl. Z.} = \frac{(25^m, 3918)^2}{100} = h^m \times d^m$$

G 2

dieses Produkt die Höhe, welche, dem Versuche entsprechend, die Flüssigkeit in einem Haarröhrchen annehmen müßte, welches 1 Millimeter zum Durchmesser hätte. Diese Produkte sind, zu Folge der vorstehenden Versuche,

für Wasser 13,5; 13,333; 13,875 Millimeter.

für Orangen-Oehl 6,8; 6,667; 6,75 Millimeter.

Die große Uebereinstimmung dieser Resultate unter einander, so wohl bei den Versuchen mit Wasser, als bei denen mit Orangen-Oehl, ist ein Beweis, daß die Höhen, bis zu welchen ein Flüssiges in Röhren von verschiedener Weite ansteigt, im verkehrten Verhältnisse der Weiten der Röhrchen stehen.

Das Mittel aus diesen Resultaten giebt für ein Haarröhrchen aus Glas von 1 Millimeter Durchmesser eine Erhebung des *Wassers* von 13,569 und des *Orangen-Oehls* von 6,7398 Millimeter.

Um dasselbe Gesetz bei der *Depression des Quecksilbers* zu prüfen, tauchten die Herren *Hauy* und *Tremery* die beiden ersten Haarröhrchen, die zu dem vorigen Versuche gedient hatten, in *Quecksilber*, bis zu einer Tiefe, die sie genau gemessen hatten; verschlossen dann die untern Oeffnungen derselben mit einer sehr ebenen Platte, welche das Quecksilber heraus zu fließen verhinderte, hoben die Röhren heraus, und maßen die Länge der Quecksilberfäule, die sich in ihnen befand. Der Unterschied der erstern Tiefe und dieser Länge gab die Größe, um welche das Queck-

Silber in den beiden Haarröhren unter dem Niveau der Quecksilberfläche in dem Gefäße stand. So fand sich Folgendes:

Innerer Durchmesser der Haarröhre $2 \frac{2}{3}$ Millim.

Erniedrigung des Quecksilbers unter dem Niveau $3 \frac{3}{4} ; 5 \frac{1}{2}$ —

Beträgt für ein 1 Millimeter weites Haarröhrchen $7 \frac{1}{2} ; 7 \frac{1}{2}$ —

Auch in diesem Falle entspricht also der Versuch völlig dem Gesetze, daß die Erniedrigung dem Durchmesser der Röhrchen verkehrt proportional ist.

Zwischen zwei senkrechten parallelen Ebenen aus Glas, die 1 Millimeter von einander entfernt waren, fanden diese Physiker Wasser 6,5 Millim. über dem Niveau stehend. Diese Höhe ist sehr wenig von 6,784 Millim. verschieden, der Hälfte der Höhe, welche Wasser in einem Haarröhrchen von 1 Millimeter Durchmesser einnimmt. Auch hierin stimmt also die Theorie mit der Erfahrung überein. Wir haben oben (S. 33.) gesehen, daß Newton die Höhe des Wassers zwischen zwei Glasebenen, die um $\frac{1}{100}$ engl. Zoll von einander entfernt sind, auf 1 engl. Zoll angiebt. Der engl. Zoll ist gleich 25,3618 Millim. Newton's Versuch und dem Gesetze des umgekehrten Verhältnisses der Höhen mit den Durchmessern entsprechend, mußte also zwischen zwei Glasebenen, die 1 Millimeter von einander entfernt sind, Wasser bis zu einer Höhe h steigen, welche folgender Gleichung entspricht:

$$1 \text{ engl. Z.} \times \frac{1}{100} \text{ engl. Z.} = \frac{(25^m, 3618)^2}{100} = h^m \times d^m$$

Dieses giebt $h = 6,4474$ Millim., welches sehr wenig von dem Resultate des Versuchs der Herren Haüy und Tremery abweicht.

Versuch des Hrn. Haüy mit einem haarröhren-artigen cylindrischen Mantel.

Wir haben (in 8.) gesehen, daß, wenn man zwei cylindrische Glasröhren, eine weitere und eine engere, so in einander stellt, daß sie dieselbe Achse haben, Wasser über sein Niveau bis zu derselben Höhe in dem cylindrischen Mantel zwischen den beiden Röhren, als in Haarröhrchen ansteigt, wenn deren innerer Durchmesser halb so groß ist, als der Abstand der beiden Cylinderflächen von einander. Sind die Halbmesser der beiden Cylinder unendlich, so geht dieser Fall in den zweier Ebenen über, die sehr nahe bei einander sind, und für diese Grenze haben wir so eben das Resultat durch Versuche bestätigt gesehen. Um ihn auch für den Fall, wenn die beiden Durchmesser der Cylinder sehr klein sind, zu prüfen, machte Herr Haüy den folgenden Versuch.

Er stellte in eine genau calibrierte Glasröhre, deren innerer Durchmesser 5 Millim. betrug, einen Glascylinder von 3 Millimeter Durchmesser, und traf alle nöthigen Vorichts-Maßregeln, um die Achsen beider genau zusammen fallen zu machen. Als er darauf das untere Ende beider in Wasser setzte, stieg dieses in dem cylindrischen Zwischenräume bis zu einer Höhe von sehr nahe, doch nicht

ganz, 7 Millim. über das Niveau. Da die Weite des cylindrischen Mantels 1 Millim. betrug, so hätte, nach der Theorie, das Wasser in demselben, so hoch ansteigen müssen, als zwischen zwei Glasebenen, die um 1 Millim. von einander abstehen, folglich, nach dem vorigen Versuche, bis zu einer Höhe von 6,784 Millim. Damit stimmt, wie man sieht, das Resultat des Versuchs sehr gut überein. Das allgemeine Resultat der Theorie für haarröhren-artige cylindrische Mäntel findet sich also in seinen beiden Grenzen — für den Zwischenraum zwischen zwei Ebenen, und für den zwischen einem äußern und einem innern concentrischen Cylinder — bestätigt.

Die Resultate dieser Versuche müssen mit der Temperatur ein wenig variiren; man kann annehmen, daß die vorstehenden bei einer Temperatur von 10° des Centesimal-Thermometers angesetzt sind. Ueberhaupt, erfordern Versuche dieser Art eine ganz besondere Sorgfalt: die Röhren müssen gut calibrirt und ihre Durchmesser genau bestimmt werden; die innern Oberflächen der Röhrchen und der Ebenen dürfen weder ganz trocken noch zu sehr angefeuchtet seyn; die Höhen, bis zu welchen das Flüssige angestiegen ist, muß man, während die Röhrchen noch in der Flüssigkeit eingetaucht sind, messen, weil sonst der Tropfen, der sich an der untern Oeffnung bildet, wenn man das Röhrchen heraus zieht, einen höhern Stand bewirkt; die Höhen müssen endlich von der Hori-

Dieses giebt $h = 6,4474$ Millim., welches sehr wenig von dem Resultate des Versuchs der Herren Hauy und Tremery abweicht.

Versuch des Hrn. Hauy mit einem haarröhren-artigen cylindrischen Mantel.

Wir haben (in 8.) gesehen, daß, wenn man zwei cylindrische Glasröhren, eine weitere und eine engere, so in einander stellt, daß sie dieselbe Achse haben, Wasser über sein Niveau bis zu derselben Höhe in dem cylindrischen Mantel zwischen den beiden Röhren, als in Haarröhrchen ansteigt, wenn deren innerer Durchmesser halb so groß ist, als der Abstand der beiden Cylinderflächen von einander. Sind die Halbmesser der beiden Cylinder unendlich, so geht dieser Fall in den zweier Ebenen über, die sehr nahe bei einander sind, und für diese Grenze haben wir so eben das Resultat durch Versuche bestätigt gesehen. Um ihn auch für den Fall, wenn die beiden Durchmesser der Cylinder sehr klein sind, zu prüfen, machte Herr Hauy den folgenden Versuch.

Er stellte, in eine genau calibrierte Glasröhre, deren innerer Durchmesser 5 Millim. betrug, einen Glascylinder von 3 Millimeter Durchmesser, und traf alle nöthigen Vorichts-Maßregeln, um die Achsen beider genau zusammen fallen zu machen. Als er darauf das untere Ende beider in Wasser setzte, stieg dieses in dem cylindrischen Zwischenräume bis zu einer Höhe von sehr nahe, doch nicht

ganz, 7 Millim. über das Niveau. Da die Weite des cylindrischen Mantels 1 Millim. betrug, so hätte, nach der Theorie, das Wasser in demselben, so hoch ansteigen müssen, als zwischen zwei Glasebenen, die um 1 Millim. von einander abstehen, folglich, nach dem vorigen Versuche, bis zu einer Höhe von 6,784 Millim. Damit stimmt, wie man sieht, das Resultat des Versuchs sehr gut überein. Das allgemeine Resultat der Theorie für haarröhren-artige cylindrische Mäntel findet sich also in seinen beiden Grenzen — für den Zwischenraum zwischen zwei Ebenen, und für den zwischen einem äußern und einem innern concentrischen Cylinder — bestätigt.

Die Resultate dieser Versuche müssen mit der Temperatur ein wenig variiren; man kann annehmen, daß die vorstehenden bei einer Temperatur von 10° des Centesimal-Thermometers angestellt sind. Ueberhaupt erfordern Versuche dieser Art eine ganz besondere Sorgfalt: die Röhren müssen gut calibrirt und ihre Durchmesser genau bestimmt werden; die innern Oberflächen der Röhrchen und der Ebenen dürfen weder ganz trocken noch zu sehr angefeuchtet seyn; die Höhen, bis zu welchen das Flüssige angestiegen ist, muß man, während die Röhrchen noch in der Flüssigkeit eingetaucht sind, messen, weil sonst der Tropfen, der sich an der untern Oeffnung bildet, wenn man das Röhrchen heraus zieht, einen höhern Stand bewirkt; die Höhen müssen endlich von der Hori-

horizontalen Ebene der Flüssigkeit in dem Gefäße an bis zu dem niedrigsten Punkte des hohlen und bis an den höchsten Punkt des erhabenen Meniscus in dem Haarröhrchen gemessen werden *).

Zu §. 11.

Eine der interessantesten unter den haarröhrchen-artigen Erscheinungen, die zur Prüfung der vorstehenden Theorie am mehresten geeignet ist, zeigt ein Tröpfchen einer Flüssigkeit in einem konischen Haarröhrchen, oder zwischen zwei sehr nahe gegen einander geneigten Ebenen. Ich habe die Analyse dieser Fälle in 10. und in 11. gegeben, hier wollen wir sie mit der Erfahrung vergleichen.

Hawksbee hat einen Versuch mit einem Tropfen *Orangen-Oehl*, den er zwischen zwei Glasebenen brachte, mit großer Sorgfalt angestellt. Folgendes ist der [etwas abgekürzte] Bericht, den er davon macht.

„Ich nahm zwei ebene Glasplatten, jede 20 Zoll lang und 4 Zoll breit; die obere Fläche derje-

*) Man wird in den folgenden Haupttheilen finden, daß es hier auf die *mittleren Höhen* ankommt, und was Hr. Laplace darunter versteht; daß Alkohol zu allen Versuchen dieser Art dem Wasser, das fast immer Irregularitäten zeigt, vorzuziehen ist, und warum; und daß endlich Hr. Gay-Lussac Methoden erdacht hat, die Versuche über haarröhrchen-artige Wirkungen mit der Vollkommenheit astronomischer Beobachtungen anzustellen.

Gilbert.

mir zur untersten diente, war hoch
 Centrum ihrer Achse *). Nach-
 Glasebenen gut gereinigt hatte,
 einen in Orangen-Oehl ge-
 te dann auf die untere,
 einen oder zwei Tropfen
 ließ die zweite Glasplatte
 an mit der untern einen sehr klei-
 machte, der sich nach der Seite der
 öffnete, und mittelst einer Schraube sich
 vergrößern oder verkleinern ließ). So bald die
 zweite Glasplatte den Oehltropfen berührte, ver-
 breitete dieser sich zwischen beide Gläser ziemlich
 weit, wenn ich dann aber die obere Platte an der
 freien Seite mittelst der Schraube ein wenig
 hob, so sammelte er sich sehr bald wieder in eine
 einzige Masse, welche ein Kügelchen bildete, das
 die beiden Platten berührte, und sich sogleich
 nach der Seite hin in Bewegung setzte, wo die
 Glasflächen aufeinander lagen. Als dieses Kügel-
 chen bis auf 2 Zoll von der Achse gekommen war,
 erhob ich die Platten an der Seite der sich berüh-
 renden Ränder allmählich um 15°, und nun blieb
 der Tropfen unbeweglich stehen. Dann ließ
 ich die Platten wieder in ihre anfängliche Lage

*) Die beiden Ebenen berührten sich an dem einen ihrer
 Ränder, und die Achse [um welche sich beide Ebenen in
 unveränderter Lage gegen einander aufwärts drehen lie-
 ßen] befand sich am entgegen gesetzten Rande der untern
 Ebene.

herab, und der Tropfen schritt aufs neue fort. Als er bis 4 Zoll von der Achse fortgeschritten war, mußte ich beide Platten an den sich berührenden Rändern um 25' erheben, um den Tropfen zum Stehen zu bringen. So setzte ich den Versuch fort, bis sich der Tropfen den sich berührenden Rändern bis auf 2 Zoll genähert hatte. Ich muß hierbei bemerken, daß, wenn der Tropfen auf den Ebenen sich um 17 Zoll von den Achsen entfernt [diesen Rändern also bis auf 3 Zoll genähert] hatte, er oval wurde, und daß seine Gestalt schimmer mehr ins Längliche zog, je weiter er fortschritt. War er nicht äußerst klein, so theilte er sich zuletzt; ein Theil lief dann zurück, der andere fuhr fort anzusteigen. Um diesen bei 18 Zoll Entfernung von den Achsen zum Stillstehen zu bringen, mußten die Ebenen um 22° gehoben werden, und das ist der größte Neigungswinkel, den ich beobachten konnte. Die Ebenen standen an ihrer Achse um ungefähr $\frac{1}{16}$ Zoll von einander ab. Große und kleine Tropfen gaben mir nur sehr kleine Verschiedenheiten bei diesem Versuche. Die Neigungswinkel der untern Ebene habe ich an einem, auf Papier gezeichneten Kreisbogen, von beinahe 20 Zoll Halbmesser, der in Viertel-Grade getheilt war, gemessen. Folgende Resultate sind ein Mittel aus einer großen Menge solcher Versuche, die nur sehr wenig von einander abweichen, und sind daher sehr genau:

A. Abstand des Orangen-Oehl-Tropfens von der Achse:

B. Erhebungs-Winkel der Ebenen nach der Sexagesimal-Eintheilung:

A.	B.	A.	B.
2 engl. Zoll.	15°	14 engl. Zoll.	2° 45'
4 —	25	15 —	4 0
6 —	35	16 —	6 0
8 —	45	17 —	10 0
10 —	1° 0	18 —	22 0
12 —	1 45		

Hawksbee sagt zwar nicht ausdrücklich, daß er den Abstand der Tropfen von der Achse von dem Mittelpunkte der Tropfen an gemessen habe; das scheint indess aus dem zu erhellen, was Newton von diesem Veruche in seiner Optik Frage 31. anführt, und was man hier weiter hin finden wird. Ich nehme dieses daher bei meiner Berechnung an; auf jeden Fall entsteht daraus nur ein unbedeutender Irrthum.

Es sey nun V der Neigungswinkel, welchen eine Ebene, die den Winkel der beiden Glasplatten halbirt in den verschiedenen Lagen dieser Platten mit dem Horizonte macht; a der jedesmahlige Abstand des Mittelpunkts des Tropfens von der Durchschnittsline der beiden Ebenen; und endlich h die Höhe, bis zu welcher die Flüssigkeit zwischen den beiden Glasplatten ansteigen würde, wenn sie senkrecht und parallel ständen und von einander die Entfernung hätten, welche sie bei diesem Veruche im Abstände b von ihrer Durchschnittsline haben. Dieses voraus gesetzt, so er-

hellet aus 11. (Seite 86.), dass sehr nahe seyn wird

$$\sin. V = \frac{h}{b} \cdot \frac{b^2}{a^2}.$$

Bei den Versuchen Hawksbee's waren die beiden Glasplatten in einem Abstände von 20 Zoll von ihrer Durchschnittslinie; da, wo die Achse an ihrem Rande angebracht war, um $\frac{1}{16}$ Zoll von einander entfernt; sie machten also mit einander einen Winkel von $10' 44''$. Um die Hälfte dieses Winkels, d. i. um $5' 22''$, sind also die Neigungswinkel der untern Platte, welche Hawksbee angiebt, zu vermindern, wenn man den wahren Werth von V haben will. Die Werthe von a erhält man aus seinen Angaben, wenn man die Entfernungen des Tropfens von der Achse, wie sie sich bei ihm finden, von 20 Zoll abzieht. Setzen wir endlich b gleich 10 engl. Zollen, in welchem Abstände von ihrer Durchschnittslinie die beiden Ebenen um $\frac{1}{32}$ Zoll von einander entfernt waren, so ist h derjenigen Höhe gleich, bis zu welcher Orangen-Oehl zwischen zwei senkrechten parallelen Glasplatten, die um $\frac{1}{32}$ engl. Zoll von einander entfernt sind, über das Niveau ansteigen würde. Nun aber haben wir gesehen, dass diese Höhe halb so groß ist, als die, in welcher Orangen-Oehl in einem cylindrischen Haarröhrchen aus Glas von demselben Durchmesser steht; und dass in einem Haarröhrchen, von 1 Millim. Durchmesser, Orangen-Oehl 6,7389 Millim. hoch steht. Da nun

1 englischer Zoll gleich ist 25,3918 Millim., so
muss seyn

$$\frac{1}{32} \text{ e. Z.} : \frac{1}{25,3918} \text{ e. Z.} = \frac{1}{2} \cdot \frac{16,67389}{25,3918} \text{ e. Z.} : h \text{ e. Z.}$$

und also ist $h = \frac{16,67389}{(25,3918)^2}$ engl. Zoll; und es ver-
wandelt sich daher für diesen Versuch die obige
Formel in folgende:

$$\sin V = \frac{16,67389}{10 \cdot (25,3918)^2} \cdot \frac{100}{a^2}$$

worin a in engl. Zollen gegeben werden muss.

Die folgende Tafel zeigt die hieraus berech-
neten Werthe von V für die einzelnen von Hawks-
bee beobachteten Werthe von a .

Abstand des Mittel- punkts d. Tropfens von der Durchschn. Lin. der Eben. od. a	Neigungs- Winkel V der Ebe- nen für den Fall des Gleich- gewichts:	Unterschied in Theilen des beobachteten Winkels.	
	beobachteter.	berechneter.	
18 engl. Z.	9' 38"	17' 44"	+ $\frac{8}{8}$
16	19 38	22 27	+ $\frac{3}{7}$
14	29 38	29 20	- $\frac{9}{5}$
12	39 38	39 55	+ $\frac{14}{8}$
10	54 38	57 29	+ $\frac{3}{9}$
8	1° 39 38	1° 29 53	- $\frac{1}{8}$
6	2 39 38	2 39 45	+ $\frac{13}{88}$
5	3 54 38	3 50 6	- $\frac{1}{2}$
4	5 54 38	5 59 58	+ $\frac{8}{8}$
3	9 54 38	10 42 31	+ $\frac{1}{2}$
2	21 54 38	24 42 49	+ $\frac{10}{78}$

Die berechneten Werthe des Neigungswin-
kels V stimmen mit den beobachteten so gut über-
ein, wie man das bei einer Formel, die sich bloß
der wahren nähert, und bei Beobachtungen, in
welchen Winkel unter 15' geschätzt wurden, nur
immer erwarten kann. In den größten und in den

kleinsten Entfernungen des Tropfens von der Durchschnittsline der beiden Ebenen sind die Unterschiede am größten; dies muß auch so seyn, nach meiner Analyse, wie man sie in 11. findet, weil der Tropfen in den größten Entfernungen noch nicht Breite genug, im Vergleiche mit seiner Dicke, in den kleinsten Entfernungen aber zu viel Breite für seinen Abstand von der Durchschnittsline hat *).

Folgendes sagt von diesem Versuche Hawksbee's Newton in der 31. Frage am Ende seiner

*) Orangen-Oehl, sagt Hawksbee, läuft so schnell nach den auf einander liegenden Rändern der beiden Platten, daß dieses der Genauigkeit der Beobachtung hinderlich wird. Aus dem Grunde habe er den Versuch mit einem Tropfen Weingeist wiederholt, der sich langsamer bewege. Diesen Versuch, welchen Herr La Place nicht berechnet, habe ich auf folgende Art mit seiner Formel verglichen. Der Versuch giebt die Größen V und a . Nach der Formel ist aber $a^2 \cdot \sin V = h \cdot b$. Es läßt sich also daraus für jeden Stand des Tropfens der Werth von hb berechnen. Wird nun, wie zuvor $b = 10$ engl. Zoll gesetzt, so findet man in Theilen eines englischen Zolls die Höhen h , bis zu welchen der Weingeist, der zu dem Versuche gedient hat, zwischen zwei senkrechten parallelen Glasebenen ansteigen müßte, wenn sie von einander denselben Abstand hätten, den bei Hawksbee's Versuchen die beiden gegen einander geneigten Ebenen in der Entfernung von 10 engl. Zollen von ihrer Durchschnittsline hatten. Wären folglich Formel und Versuche beide völlig richtig, so müßten während einer einzelnen Reihe von Versuchen, bei welchen die Neigung der beiden Ebenen gegen einander unverändert bleibt, die Werthe von h durchgehends gleich seyn. Bei der ersten Reihe von Versuchen sollen beide Ebenen mit einander einen Winkel von 18° , bei der zweiten von 10° gemacht haben. Die von Hawksbee beobachteten Neigungswin-

Optik: „Man nehme zwei ebene polirte Glastafeln, die 3 bis 4 Zoll breit und 20 bis 25 Zoll lang sind, und lege die eine horizontal, und auf sie die zweite so, daß sie sie an dem einen Ende berührt und mit ihr einen Winkel von 10 oder 15' macht. Hat man nun zuvor die beiden innern Glasflächen mit einem in Orangen-Oehl oder in Terpenthin-Spiritus getauchten Lappen nass gemacht, und einen oder zwei Tropfen jenes Oehls oder dieses Spiritus auf die untere Tafel unweit dieses Randes, der

kel der untern Ebene, bei welchen der Tropfen ruhig stehen blieb, sind also im ersten Falle um 9', im zweiten um 5' zu vermindern; und so stehen sie in der folgenden Tabelle:

Versuch 1. mit 18' Nei-			Versuch 2. mit 10' Nei-		
gung.			gung.		
a	V	h	V	h	
beobach-	beobach-	berech-	beobach-	berech-	
tet.	tet.	net.	tet.	net.	
engl. Z.	verbessert.	engl. Z.	verbessert.	engl. Z.	
18½	36'	0,358	1° 25'	0,846	
16½	46	0,364	1 45	0,831	
14½	56	0,342	2 5	0,762	
12½	1° 11	0,322	2 35	0,721	
10½	1 21	0,259	3 5	0,593	
9½	1 31	0,238	3 25	0,538	
8½	1 51	0,233	3 55	0,514	
7½	2 21	0,231	5	0,490	
6½	3 11	0,234	7 35	0,557	
5½	4 16	0,225	10 45	0,564	
4½	5 51	0,206	14 13	0,497	
4	7 14	0,201	17 55	0,492	

Das Mittel aus allen Werthen für h von 14½ bis 4½ Zoll Abstand (innerhalb welcher Grenzen bei dem von Herrn La Place berechneten Versuche die Unterschiede nur gering sind), ist für Versuch 1., 0,254; und für Versuch 2., 0,582. Beide sollten zu einander im verkehrten Verhält-

von dem Winkel der beiden Glastafeln am weitesten entfernt ist, fallen lassen, so wird augenblicklich, (nachdem die obere Glastafel so auf die untere gelegt worden, daß sie, wie gesagt, an ihrem einen Ende die untere Glastafel, und an dem andern den Tropfen berührt, während beide einen Winkel von 10 bis 15 mit einander machen,) der Tropfen nach der Seite hin, wo beide Tafeln sich berühren, sich in Bewegung setzen, und mit beschleunigter Bewegung fort gehen, bis er dorthin gelangt ist; denn die beiden Gläser ziehen den Tropfen an, und treiben ihn nach der Seite zu, nach welcher die Anziehungen hin geneigt sind. Hebt man, während der Tropfen sich bewegt, die Glastafeln an dem Ende auf, wo sie sich berühren, so steigt der Tropfen, der sich dahin bewegt, zwischen ihnen an, und folglich wird er angezogen. Je höher man dieses Ende hebt, desto langsamer schreitet der Tropfen fort, und endlich bleibt er

nisse der zu h gehörigen Entfernungen beider Ebenen, also im Verhältnisse von 10 : 18 stehen; verhalten sich aber wie 10 : 22,9. Schon dieses ist ein Beweis, daß auf völlige Genauigkeit des Versuchs nicht zu rechnen ist, da die Neigungswinkel beider Ebenen gegen einander um mehrere Minuten falsch seyn müssen. Auch zeigen die Resultate der Berechnung bedeutende Anomalien.

Noch gehörten in Versuch I. zu einander folgende Werthe von

a : $3\frac{3}{4}$; $3\frac{1}{2}$; $3\frac{1}{4}$; 3 ; $2\frac{3}{4}$; $2\frac{1}{2}$; $2\frac{1}{4}$; 2 e. Z.
 V : $8^{\circ} 31'$; $9^{\circ} 16'$; $10^{\circ} 21'$; $12^{\circ} 31'$; $14^{\circ} 51'$; $18^{\circ} 41'$; $23^{\circ} 16'$; $29^{\circ} 51'$
 h : 0,208 ; 0,197 ; 0,190 ; 0,195 ; 0,194 ; 0,200 ; 0,206 ; 0,199.

Gilbert.

stehen, wenn er durch sein eigenes Gewicht eben so stark herabwärts, als durch die Anziehung heraufwärts gezogen wird. Durch dieses Mittel läßt sich finden, mit welcher Kraft der Tropfen in allen Entfernungen von der Linie, in der die beiden Gläser sich berühren, angezogen wird. Aus einigen Versuchen dieser Art, welche der sel. Hawksbee angestellt hat, erhellet, daß die Anziehung beinahe im umgekehrten doppelten Verhältnisse der Abstände des Mittelpunkts der Tropfen von der Linie, in der sich die beiden Gläser berühren, steht; nämlich verkehrt im einfachen Verhältnisse, weil der Tropfen sich dann immer weiter ausbreitet, und jedes Glas in einer größern Fläche berührt; und nochmähls verkehrt im einfachen Verhältnisse, weil bei gleicher Oberfläche die Anziehungen immer stärker werden. Folglich ist die Anziehung, welche in derselben anziehenden Oberfläche vor sich geht, mit dem Abstände der beiden Gläser von einander im verkehrten Verhältnisse; und es muß daher, wenn der Abstand sehr klein ist, diese Anziehung außerordentlich groß seyn.“ Die Erklärungen, welche Newton an dieser Stelle, und an der, die ich S. 33. aus ihm angeführt habe, von den haarröhren-artigen Erscheinungen giebt, sind ganz dazu geeignet, den großen Vorzug der mathematischen und präcisen Theorie, die ich im vorigen Abschnitte entwickelt habe, in die Augen fallen zu machen.

Zu §. 12.

[Die Versuche der HH. Haüy und Tremery über die Gestalt der Oberfläche von Wasser, Orangen-Oehl und Quecksilber in Haarröhrchen aus Glas, welche Hr. La Place hierher setzt, hat der Leser schon im ersten Abschnitte S. 27. gefunden.]

✓ Herr La Place macht den Beschluss mit einer Anwendung auf das Barometer, welche den Einfluss der Haarröhrchen-Wirkung auf den Barometerstand und die davon abhängende Correction der Barometerhöhen betrifft. In heberförmigen Barometern mit Schenkeln von gleicher Weite findet kein Einfluss dieser Art Statt. Bei den Gefäß-Barometern wird er desto merkbarer, je enger die Röhre ist. In Barometern dieser Art ist immer die Quecksilbersäule, von der Spitze der Convexität an gerechnet, kleiner, als sie es dem Drucke der Atmosphäre gemäß seyn sollte; woraus erhellet, wie fehlerhaft es ist, wenn einige Beobachter die Höhe des Barometers vom Niveau des Quecksilbers bis an den Punkt der Röhre rechnen, wo die convexe Fläche das Glas berührt. Um die beobachteten Höhen solcher Barometer auf wahre Höhen zu reduciren, welche dem Drucke der Atmosphäre entsprechen, und um die Gefäß-Barometer dadurch völlig vergleichbar zu machen, bedarf es einer Correction wegen des Einflusses der Capillarität. Zu dieser gelangt man, wenn man die Differentialgleichung für $\frac{2}{b}$ §. 4., S. 51, durch Näherung integrirt.

grirt. Sie giebt beim Integriren

$$\frac{H}{b} = \frac{H}{u} \cdot \frac{\frac{dz}{du}}{\sqrt{\left(1 + \frac{dz^2}{du^2}\right)}} - \frac{2g}{u^2} \int z u du,$$

wobei die z von oben nach unten, von der Spitze der Queckfilber-Säule an zu nehmen sind.

$\frac{H}{gb}$ ist die Haarröhrchen-Wirkung, oder das, was zur beobachteten Barometerhöhe hinzu gefügt werden muß, damit man die wahre, dem Luftdruck entsprechende, Barometerhöhe erhalte. Nun ist, nach dem Vorhergehenden,

$$\frac{2H \cdot \sin. \vartheta'}{1^{mi}} = g \cdot 7^{mi},333.$$

Es sey l der Halbmesser der Röhre in Millimeter ausgedruckt. In den Punkten, wo $u = b$ ist,

hat man $\frac{\frac{dz}{du}}{\sqrt{\left(1 + \frac{dz^2}{du^2}\right)}} = \sin. \vartheta$. Folglich ist

der Werth von $\frac{H}{gb}$ gleich

$$\frac{1^{mi} \cdot 7^{mi},333}{2l} - \frac{2}{2l} \int z u du,$$

wenn dieß Integral von $u = 0$ bis $u = l$ genommen wird.

Um dieses Integral zu haben, müßte man z als eine Function von u kennen. Es läßt sich indess auch durch Beobachtung bestimmen, wenn man bedenkt, daß $2\pi \int z u du$ den Raum bedeutet, der

zwischen der convexen Oberfläche des Queckfilbers, einer durch den obersten Punkt dieser Convexität gelegten Horizontalebene, und den Wänden der Röhre enthalten ist. Dieser Raum läßt sich durch das Gewicht von Queckfilber, welches erfordert wird, um ihn auszufüllen, mit Genauigkeit messen. Man kann daher eine Tafel bilden, entweder durch Hülfe der Integration oder durch Hülfe von Versuchen, welche für die verschiedenen Durchmesser l der Röhre, die Correction wegen des Einflusses der Capillarität giebt, die man den beobachteten Höhen eines Gefäfs-Barometers hinzu zu fügen hat, um die wahren Barometerhöhen zu erhalten. Genau genommen würde dieses zwar voraus setzen, daß alle solche Röhren von gleicher Natur sind, die Verschiedenheit ihrer Materie ist indess an sich nicht bedeutend, und die Wirkung der Glasröhre auf das Queckfilber muß überhaupt nur sehr klein seyn, soll die Oberfläche des Queckfilbers in sehr engen Röhren nahe die Gestalt einer Halbkugel annehmen können; die Verschiedenheit des Glases kann daher keinen wahrnehmbaren Einfluß auf die Barometerhöhen äußern.

II.

Einige Zeitungs-Nachrichten.

London, vom 11. Aug. 1809^{*)}. Am 18. Apr. dieses Jahrs hat man bei *Martinique* eine Bouteille mit Briefen aus der See aufgefischt. Wie aus dem Inhalt erhellte, war die Flasche von dem Packetboote *Princess Elisabeth*, auf der Fahrt von England nach Brasilien, am 6. September 1808 wohl zugestopft in das Meer geworfen worden. Sie hatte also in der Richtung von Osten nach Westen, welches die der Strömung im atlantischen Meere ist, in 224 Tagen 2020 Seemeilen, im Durchschnitt also täglich 9 Seemeilen zurück gelegt. Der Vice-Admiral *Cochrane* hat diesen Vorfall an die Admiralität einberichtet.

Aachen, den 22. Aug. 1809^{**)}. Der Luftschiffer *Garnerin*, welcher am 19. Abends um 10 Uhr von *Tivoli*, einem Garten in Paris, in seinem Aerostate abgereiset war, hat sich am andern Morgen zwischen 7 und 8 Uhr bei *Väls*, eine kleine Stunde von Aachen, nieder gelassen.

Kopenhagen, den 14. Okt. 1806^{***)}. Am 14. Okt., bei dem heitersten Wetter, liefs Herr *Robertson* abermahls seinen Ballon vom Exercierplatze aufsteigen. Ein Eleve des Herrn *Ro-*

^{*)} Hamb. Corresp. Aug. 22. 1809.

^{**)} Daf. Sept. 1. 1809.

^{***)} Daf. Okt. 18. 1806.

bertson befand sich in dem Korbe, der an dem Ballon befestigt war. In einer nicht sehr beträchtlichen Höhe über dem Exercierplatze machte er sich los, und kam mit Hülfe des Fallschirms glücklich in der an den Platz stossenden Gothe'straße herab; doch war der Fall, weil die Höhe nur gering war, sehr heftig. Der Ballon, dessen Ventil der Luftschiffer geöffnet hatte, hielt sich ungefähr noch $\frac{1}{4}$ Stunde in der Luft, und fiel dann in den Stadtgraben.

Lille *). Am zweiten Oftertage stieg ein junger verdienstvoller Mann, Herr Mosment, zum neunten Mahle in einem grossen Luftballon auf. Er erhob sich majestätisch, liess einen Hund mit einem Fallschirm herunter, und schwebte über der Stadt in einer ansehnlichen Höhe. Ein lichter Punkt beschäftigte die Augen der Zuschauer; es war Mosment's Fahne; sie schwebte herab, und zugleich stieg der Luftball so hoch, dass man ihn aus den Augen verlor. Indem man nun nach der Fahne sah, muss der unglückliche Mosment unbemerkt herab gestürzt seyn. Man fand seinen blutigen Leichnam, zermalmt und unkenntlich, in dem Festungsgraben. Der Luftball ist noch nicht wieder gefunden worden, und man weiss nicht, ob Mosment schlafend aus der Gondel gefallen, oder ob das Reißen eines Stricks die Ursache dieser traurigen Catastrophe gewesen ist.

*) Berl. Spen. Zeit. April 22. 1806.

Fig. 1.

Taf. I.

Fig. 6.

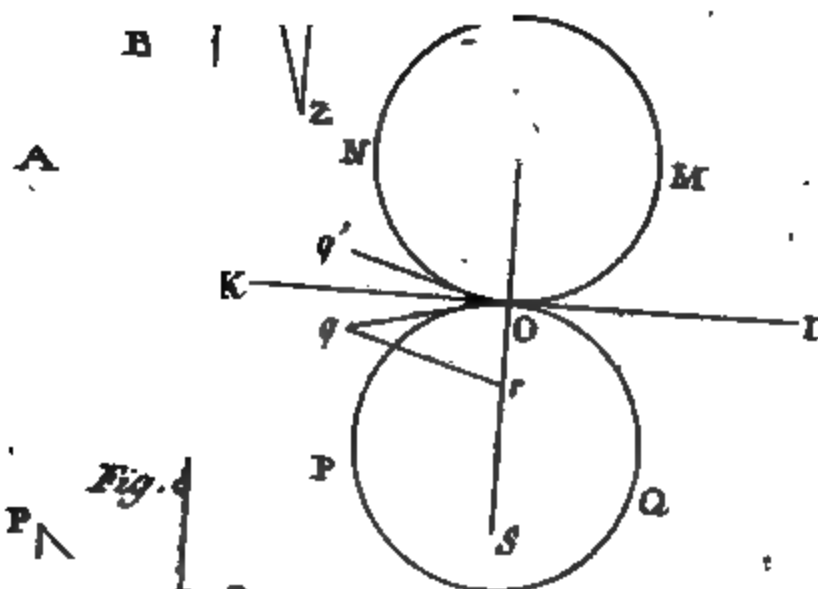


Fig. 4.

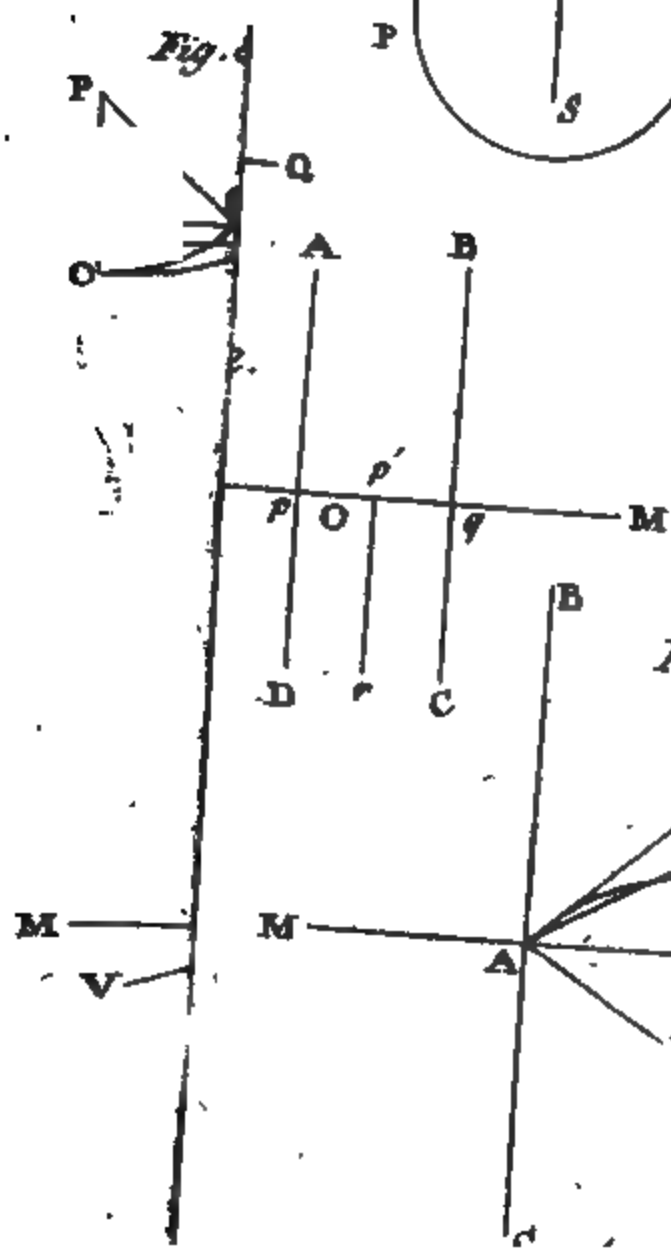
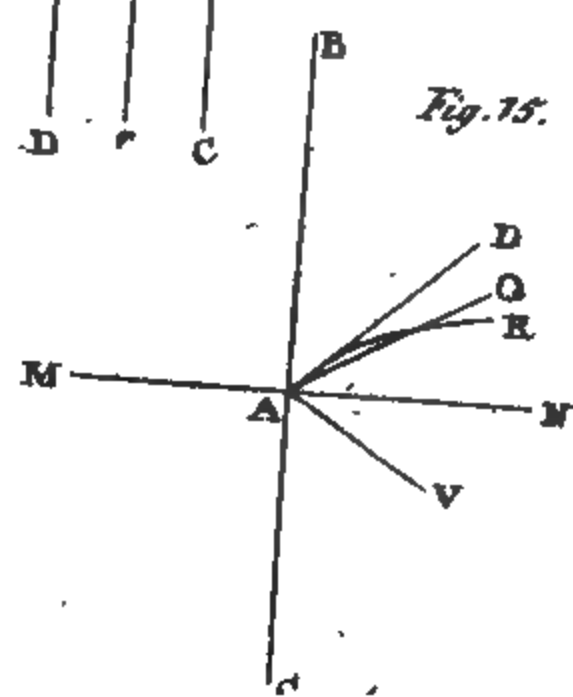


Fig. 15.



ANNALEN DER PHYSIK.

JAHRGANG 1809, ZEHNTES STÜCK.

I.

DARSTELLUNG

*der neuern Untersuchungen des Hrn. La Place
über die haarröhren-artigen Wirkungen;*

von

B I O T,

Mitgl. des National-Instituts.

Als Einleitung zu den drei folgenden Haupttheilen
der Theorie des Hrn. La Place,
frei übersetzt von Gilbert *).

Es ist ungefähr ein Jahr her, als ich meine Anzeige von der Entdeckung niederschrieb, welche Herr La Place von der wahren Theorie der sogenannten *haarröhren-artigen* Erscheinungen (*phénomènes capillaires*) gemacht hat **). Er hatte damals bewiesen, daß die Ursache dieser Wirkungen in der Anziehung liegt, welche die Flüs-

*) Nach dem *Journal de Phys.* Juillet 1807. Man vergl. im vorigen Hefte S. 6. Gilbert.

**) Sie steht in diesen *Annalen*, B. XXV. S. 233 f. Gilbert.

figkeiten auf sich selbst, und auf Körper, die darin eingetaucht sind, ausüben, und daß diese Attraction modificirt wird durch die Gestalt dieser Körper, und durch die Gestalt, welche das Flüssige in der Berührung mit ihnen annimmt. Die ersten Untersuchungen des Herrn La Place über diese Erscheinungen hatten uns die wahre Erklärung derselben, ihre Beziehung auf einander, und selbst ihr Maass in Zahlen kennen gelehrt; er vielleicht allein hielt diesen Gegenstand dennoch für nicht erschöpft.

In dem *Supplément à la Théorie de l'action capillaire*, welche er jetzt bekannt macht, will er, wie er sagt, nicht bloß die Theorie der haarröhren-artigen Wirkungen vervollkommen, und sie noch auf mehrere Gegenstände anwenden, um sie durch neue Vergleichen mit der Erfahrung immer mehr zu befestigen, sondern er hatte auch zur Absicht, diese Klasse von Erscheinungen aus einem neuen Gesichtspunkte zu betrachten, um die Identität der anziehenden Kräfte, von welchen sie abhängen, mit denen, welche die chemischen Verwandtschaften begründen, immer mehr ins Helle zu setzen.

Der unschätzbare Vorzug mathematischer Theorien vor den vagen Erklärungen der gemeinen Physik springt hierbei recht auffallend in das Auge. Die letztern lassen die Erscheinungen einzeln und wie isolirt, zeigen sie nicht in ihrer gegenseitigen Abhängigkeit, und lehren höchstens

die besondern Gesetze, nach denen sie sich richten, nicht aber die Verbindung kennen, welche nach der Natur der Sache sie alle mit einander verkettet. Hat dagegen der mathematische Physiker nur erst die Hauptursache entdeckt und einem genauen Calcul unterworfen, so gehen dann alle besondern Thatfachen daraus, wie in der Natur selbst, und mit derselben Gewissheit, hervor. Er hat dann gleichsam den Faden der Ariadne, der mit Sicherheit durch alle Irrwege des Labyrinths hindurch führt, in welchem die Natur ihre Geheimnisse niedergelegt hat.

Herr La Place war in seinen ersten Untersuchungen, bei Bestimmung der Gestalt der Oberfläche eines Flüssigen, welches in einem haarröhren-artigen Raume in Ruhe steht, von dem hydrostatischen Grundsatze ausgegangen: „dass in einem Kanale, von welcher Figur er sey, der mit der Oberfläche eines Flüssigen in Verbindung steht, allgemeyn Gleichgewicht Statt finden muss,“ — und er hatte daraus die partielle Differentialgleichung für die Oberfläche des Flüssigen abgeleitet. Er wendet sich in dem *Supplement* wieder zu diesem Grundsatze, und zeigt, dass er mit dem folgenden noch evidentern Grundsatze in Verbindung steht: — „dass die mittlere Kraft, welche aus allen die kleinsten Theile der flüssigen Oberfläche sollicitirenden Kräften entspringt, auf dieser Oberfläche senkrecht seyn muss.“ Diese Bedingung führt ihn auf eine Gleichung, welche das

Differential der Gleichung ist, die er durch die andere Methode gefunden hatte, und folglich dieselbe Gestalt der Oberfläche als diese giebt *). Wir sehen hier also zuvörderst eine Bestätigung des Fundamental-Theorems dieser ganzen Theorie.

Aus dieser Gleichung für die Oberfläche des Flüssigen leitet Herr La Place folgende äußerst merkwürdige Eigenschaft ab: „dass nämlich in „prismatischen Haarröhren von gleicher Natur, „wie auch übrigens ihre Gestalt ist, das Volumen „des Flüssigen, welches über das Niveau angehoben oder unter dasselbe herab gedrückt ist, dem „innern Umfange ihres Horizontal-Schnittes proportional seyn muss“ **).

Dieses Resultat, welches sich durch seine Allgemeinheit und durch seine große Einfachheit auszeichnet, wünscht Herr La Place noch auf einem leichtern Wege direct zu beweisen; und das ist ihm dadurch gelungen, dass er die Haarröhren-Kraft aus einem andern Gesichtspunkte betrachtete, als den er Anfangs gefasst hatte; wiewohl unter demselben Principe einer anziehenden Kraft, die mit der Entfernung ausnehmend schnell abnimmt. Dabei hatte er nunmehr nicht bloß die Bedingung des Gleichgewichts des Flüssigen, um

*) Eine Untersuchung, welche Herr Brändes in dem vorher gehenden Stücke dieser Annalen, der frühern Untersuchungen in §. 5, S. 54, eingeschaltet hat. *Gilbert.*

**) Auch diese Ableitung findet sich hier, in §. 7, S. 65, der frühern Untersuchung eingeschaltet. *Gilbert.*

ihr Genüge zu leisten, im Auge, sondern er ging unmittelbar von der Betrachtung der anziehenden Kräfte des Flüssigen und der Röhre selbst aus, und unternahm es, die Wirkungen derselben zu berechnen. Das Flüssige wird in den Haarröhren von einer Kraft angehoben, oder unter das Niveau niedergedrückt, welche das Resultat aller jener einzelnen Kräfte ist, und ihr hält das Gewicht der wirklich angehobenen oder niedergedrückten Säule des Flüssigen das Gleichgewicht; eine Gleichheit, aus deren Ausdruck sich unmittelbar das Volumen dieser Säule ergibt. Nun aber sind die anziehenden Kräfte der Röhre und des Flüssigen nur bis auf sehr kleine Entfernungen merkbar; daraus fließt der Beweis, daß diejenigen Glieder in jener Gleichung, welche von diesen Kräften abhängen, dieselben seyn müssen, als unter der Bedingung, daß von der Krümmung der Röhre abstrahirt werde, und daß folglich diese Glieder einzig und allein proportional seyn müssen der in der Berührung befindlichen Oberfläche der Röhre (*à la surface de contact qu'il présente*), oder, was auf eins heraus kommt, dem Umfange des Querschnitts der Röhre. Und dieses ist der Beweis des Theorems.

Vermittelt dieses Resultates ist es leicht, jedes Mal die *mittlere Höhe* zu finden, bis zu welcher sich ein Flüssiges in einer prismatischen Röhre von beliebiger Gestalt erhebt; wenn man die Höhe kennt, in welcher dieses Flüssige in einer

cylindrischen Röhre von gegebenem Durchmesser, die aus derselben Materie besteht, über das Niveau ansteigt. Denn da in einer cylindrischen Röhre von gleicher Materie und gleichem Umfange mit der prismatischen, ein eben so großes Volumen des Flüssigen, als in der prismatischen Röhre angehoben wird, in cylindrischen Röhren aus gleicher Materie aber die Höhen im verkehrten Verhältnisse der Durchmesser der Röhren stehen, so findet sich alsdann sogleich das Volumen der in der prismatischen Röhre erhobenen Flüssigkeit, und daraus ihre mittlere Höhe.

Will man diese *mittleren Höhen* durch Beobachtungen bestimmen, so reicht es nicht hin, die Höhen des höchsten oder die des niedrigsten Punktes des Meniscus, mit dem die Säule des Flüssigen sich endigt, zu messen. Diese Höhen sind nicht in aller Strenge den Durchmessern der Röhren verkehrt proportional, und können das nicht seyn nach dem Theoreme, daß die Volumina der angehobenen Säulen dem Umfange ihrer Grundflächen proportional seyn müssen. Denn bei dem Berechnen dieser Voluminum muß man auf den flüssigen Meniscus am Ende dieser Säule Rücksicht nehmen, und wird er zu dem angehobenen Cylinder hinzu gefügt, so findet jene Proportionalität nicht mehr genau Statt. Damit dieses der Fall sey, muß man bei den beobachteten Höhen eine Correction anbringen. Wenn das Flüssige die Röhre vollkommen näst, so ist dieser Meniscus

sehr nahe eine Halbkugel, und dann besteht, wie sich aus dem Vorhergehenden leicht übersehen läßt, diese Correction darin, daß man zu der beobachteten Höhe den sechsten Theil des Durchmessers der Röhre hinzu fügt. Nächst dagegen das Flüssige die Röhre nicht vollkommen, so wird diese Correction etwas zusammen gesetzt, weil dann der Meniscus keine Halbkugel, sondern ein Kugelabschnitt ist, dessen Gradmenge durch die Neigung der die Röhre berührenden flüssigen Elemente gegen die Röhrenwände bestimmt wird. Herr La Place giebt den allgemeinen Werth desselben in einer Function dieser Neigung.

Aus dem obigen Theorem ergiebt sich eine Menge anderer merkwürdiger Folgerungen. In prismatischen Röhren von gleicher Materie und ähnlicher Grundfläche sind die mittlern Höhen desselben Flüssigen den homologen Linien proportional. Sind die Grundflächen Polygone, welche sich in einerlei Kreisen einschreiben lassen, so sind diese Höhen gleich. Denkt man sich Prismen mit rechteckigen Grundflächen, von denen zwei gegen über stehende Seiten unendlich lang sind, so hat man den Fall zweier parallelen Ebenen, die in ein Flüssiges eingetaucht sind; zwischen ihnen muß folglich auch hiernach das Flüssige eben so hoch oder so tief stehen, als in einer cylindrischen Röhre von gleicher Materie, deren Halbmesser dem Abstände der beiden Ebenen von einander gleich ist.

Alle baarröhren-artigen Erscheinungen, selbst die, in welchen sich die sonderbarsten Variationen zeigen, und die den bizarresten Anschein haben, erklärt Herr La Place aus seiner Theorie ohne Mühe, und er entwickelt aus ihr selbst die Ursachen ihrer Irregularität. Dabin gehört z. B. der Fall, wenn man eine Säule Alkohol senkrecht in einer Glasröhre schwebend erhält. Es bildet sich dann ein Tröpfchen an dem untern Ende der Röhre, und ein hohler sphärischer Meniscus am obern Ende der Alkoholsäule; das Tröpfchen hat vermöge seiner Kugelgestalt ein Bestreben, die Säule im Innern der Röhre anzuheben, und dasselbe Bestreben äußert der Meniscus durch sein Saugen; beide Kräfte sind gleich, und es muß daher der Alkohol in der Röhre doppelt so hoch stehen, als wenn das untere Ende der Röhre in ein Gefäß mit Alkohol eingetaucht wäre. Die Erfahrung giebt genau diesen Erfolg. — Hat man in die Röhre eine längere Alkoholsäule hinein gebracht, so läuft ein Theil des Flüssigen heraus, und verbreitet sich über das untere Ende der Röhre, benetzt es, und bildet daselbst wieder einen kugelförmigen Tropfen; der Durchmesser dieses Tropfens ist dann dem Durchmesser des äußern Umfangs der Röhre gleich, folglich muß nun die Höhe der flüssigen Säule der Wirkung dieses Tropfens und des Saugens des obern Meniscus entsprechen. In der That lehren die Versuche, daß in diesem Falle die Länge der flüssigen Säule gleich ist der Summe der Höhen,

welche dasselbe Flüssige in zwei Glasröhren aus derselben Materie, beim Eintauchen darin, annimmt, wenn der Durchmesser der einen dem innern, und der Durchmesser der andern dem äußern Durchmesser jener ersten Röhre gleich ist.

Man nehme eine heberförmige Röhre, deren einer Schenkel ein Haarröhrchen und deren anderer Schenkel sehr weit ist, halte sie aufrecht, und giesse in den weiten Schenkel Alkohol. Es bildet sich dann sogleich in dem haarröhren-artigen Schenkel ein hohler Meniscus und erhebt den Alkohol über das Niveau des weiten Schenkels bis zu derselben Höhe, welche er erreichen würde, wenn man das Haarröhrchen unmittelbar in eine große Fläche Alkohol eintauchte. Gießt man mehr Alkohol in den weiten Schenkel nach, so erfolgt stets dieselbe Wirkung, bis endlich der Alkohol die obere Mündung des Haarröhrchens erreicht. Hier wird dann die Oberfläche des Meniscus beim Höhertreten des Flüssigen immer minder hohl; die Saugkraft desselben muß also immer mehr abnehmen, und mit ihm der Unterschied des Niveau's immer geringer werden. Wird endlich die Oberfläche ganz eben, so steht der Alkohol in beiden Schenkeln genau in einerlei Höhe. Bei fernerem Zugießen in den weiten Schenkel tritt Alkohol aus der Mündung des Haarröhrchens heraus, und bildet dort ein Tröpfchen, dessen Convexität eben so wirkt, als wenn das Flüssige dort höher anstiege; daher alsdann der Alkohol in dem

weitem Schenkel höher steht, bis er hier, vermöge des Widerstandes, den jener Tropfen leistet, sich so hoch über das Niveau im Haarröhrchen erhebt, als er zuvor darunter stand, da noch in dem Haarröhrchen ein Meniscus ihn aufzog. Fügt man dann noch ein wenig Alkohol hinzu, so zieht sich der Tropfen in die Länge, und platzt, wenn er dem Drucke nicht mehr widerstehen kann, an den Seiten, wo seine Krümmung geringer ist.

Herr La Place wählt zu diesen Beispielen den Alkohol, weil Alkohol eine vollkommene Flüssigkeit zu haben scheint, und daher diese Erscheinungen in ihrer ganzen Reinheit, frei von fremden Hindernissen, zeigt. Dasselbe ist der Fall mit jedem andern Tropfbaren, das denselben Grad der Flüssigkeit besitzt. Herr La Place ist aber geneigt, zu glauben, daß die Flüssigkeit der tropfbaren Körper um so größer ist, je weiter sie von ihrem Gefrierpunkte absteht. In den klebrigen Flüssigkeiten, das ist, in denen, die bei ihrem geringen Abstände von ihrem Gefrierpunkte schon etwas von den Eigenschaften angenommen haben, die ihnen im festen Zustande zukommen, ist die Adhäsion der Theilchen unter einander ein Hinderniß für die Bewegung der Schichten des Flüssigen. Diese gleiten dann nicht mehr mit hinlänglicher Freiheit eine über die andere hinweg, um den Kräften, von denen sie getrieben werden, augenblicklich zu gehorchen, und der Widerstand, der von diesem Reiben, auf das sich in der Rech-

nung nicht sehen läßt, herrührt, macht sie mehrerer Zustände des Gleichgewichts fähig, welche nicht unter den Formeln begriffen sind, bei denen voraus gesetzt ist, man habe es mit den Eigenschaften vollkommener Flüssigkeiten zu thun. Dieses ist z. B. der Fall mit dem gewöhnlichen Wasser; und darin liegt der wahre Grund, warum die Haarröhren-Verfuche so schwer mit Wasser gelingen, und damit Unregelmäßigkeiten zeigen, die sich nur mit der höchsten Sorgfalt vermeiden lassen. Die Viscosität der Flüssigkeiten ist also, bemerkt Hr. La Place, so wenig die Ursache der haarröhren-artigen Erscheinungen, wofür sie einige Physiker genommen haben, daß sie vielmehr die Wirkungen der Haarröhren-Kraft stört.

Wer bewundert nicht die Leichtigkeit, mit der alle diese Erscheinungen eine aus der andern und aus dem Calcul fließen, und mit der sie sich in einer gegenseitigen Beziehung zeigen, die wir nie geahnet haben würden, führte uns darauf nicht dieses bewundernswürdige Hülfsmittel, wie durch eine Art von Divination. Aber das ist noch nicht alles; so merkwürdig jene Resultate auch sind, so führen sie doch zu noch merkwürdigeren.

Herr La Place übernimmt nun, den Erfolg zu bestimmen, der entstehen muß, wenn man eine gerade prismatische Röhre mit ihrem untern Ende in mehrere über einander stehende Flüssigkeiten eintaucht. Er bestimmt, wie groß das Vo-

lumen jeder einzelnen Flüssigkeit ist, das angehoben wird, und welche Gestalt die Flüssigkeiten in ihren gemeinschaftlichen Berührungsflächen im Innern der Röhre annehmen müssen. Sind es nur zwei Flüssigkeiten, z. B. Quecksilber und Wasser, und benetzt das letztere die Röhre vollkommen, so ist es, da die Einwirkungen auf höchst kleine Entfernungen eingeschränkt sind; alsdann so gut, als bestände die ganze Röhre aus Wasser; und die Oberfläche der untern Flüssigkeit ist in diesem Falle genau eine Halbkugel. Hieraus folgen mehrere andere interessante Sätze, die ich hier übergehen muß; von dem angeführten Satze findet man indeß in der Folge noch eine sehr schöne Anwendung.

Alle diese Eigenschaften und alle diese Sätze sind auf Ersuchen des Herrn La Place von Herrn Gay-Lussac durch sehr genaue Versuche geprüft und bewährt worden, zu denen er neue Apparate erdacht, und die er mit aller Genauigkeit der astronomischen Beobachtungen angestellt hat. Beim Vergleichen dieser Beobachtungen mit der Theorie muß man auf die Veränderungen der Dichtigkeit des Flüssigen bei veränderter Temperatur Rücksicht nehmen; denn Herr La Place beweiset durch seine Berechnung, daß die Höhen, welche ein Flüssiges in derselben Röhre, bei verschiedenen Temperaturen, einnimmt, im Verhältnisse seiner Dichtigkeit stehen. Und das stimmt mit den Versuchen des Grafen von Rumford überein.

*

*

*

* etc.

Die Erklärung, welche Hr. La Place von den Erscheinungen giebt, die erfolgen, wenn man *zwei kleine Streifen* senkrecht *so in einer Flüssigkeit* aufhängt, daß sie parallel und nur wenig von einander entfernt sind, — ist eins der Resultate dieser Theorie, welches am mehresten genügt. Schon in seiner frühern Untersuchung hatte er bewiesen, daß es, vermöge der Wirkung der Haarröhren-Kraft, scheinen muß, diese Streifen zögen einander an, gleich viel, ob das Flüssige zwischen ihnen über oder unter dem Niveau steht. Jetzt betrachtet er den Fall, wenn die eine der beiden Ebenen das Flüssige anhebt, die andere es niederdrückt, wie das geschehen muß, so oft die eine Ebene von dem Flüssigen nafsbar ist, die andere nicht. — Die Oberfläche des Flüssigen zwischen den beiden Ebenen muß in diesem Falle, vermöge jener entgegen gesetzten Wirkungen, einen Wendungspunkt haben, und die Berechnung lehrt, daß die kleinen Streifen von einander zurück weichen müssen. Nähert man sie indess einander, so rückt der Wendungspunkt immer näher an eine der beiden Ebenen, und endlich fällt er in sie hinein. Fährt man dann noch fort, die Ebenen einander näher zu bringen, so wird das Flüssige zwischen ihnen erhoben oder niedergedrückt, und daraus entsteht eine andere Kraft, welche die beiden Ebenen gegen einander treibt, und nach Ueberwindung der äufsern Wirkung des Flüssigen, sie mit beschleunigter Bewegung in Berührung bringt.

Herr Haüy hat auf Ersuchen des Hrn. La Place hierüber Versuche angestellt, und findet den Erfolg der Theorie völlig entsprechend. Dieser Fall ist um so merkwürdiger, da er uns ein Beispiel einer durch Verminderung des Abstandes in Anziehung sich verwandelnden Zurückstoßung giebt, wie dieses uns in der Physik so häufig vorkommt. Jede der beiden Ebenen scheint in diesem Versuche die andere zurück zu stoßen und von ihr zurück gestoßen zu werden, und die Rechnung zeigt, daß dies von beiden mit gleicher Kraft geschieht. Obgleich indess die beiden Ebenen, bemerkt Hr. La Place, nur durch die haarröhren-artige Wirkung des Flüssigen auf einander einwirken, so ist doch auch hier, wie in allen Erscheinungen der Natur, Wirkung und Gegenwirkung einander gleich.

Herr La Place wendet seine Theorie noch auf eine Erscheinung an, von der man auf den ersten Anblick glauben sollte, die Haarröhren-Kraft habe damit nichts zu thun, die aber in der That auf ihr beruht: nämlich auf die *Adhäsion von Platten mit der Oberfläche von Flüssigkeiten*. Eine Platte von großer Oberfläche, die man mit einem Flüssigen, das in Ruhe ist, in Berührung gebracht hat, adhärirt mit ihr so stark, daß es einer merkbaren und manchemahl selbst einer bedeutenden Kraft bedarf, um sie los zu reißen. Sucht man sie allmählich zu heben, wie das der Fall ist, wenn sie an dem einen Arme einer Wage hängt, und man den andern Arm allmählich mit mehr Gewichten

befchwert, fo hebt die Platte eine Säule des Flüßigen, auf dem fie ruhete, mit an, und das Gewicht diefer Säule im Augenblicke, wenn die Platte los reißt, giebt ein Maß für diefe Adhäsion. Dafs diese Erscheinung eine Wirkung der Haarröhren-Kraft ist, beweiset Herr La Place durch eine genaue Rechnung unwidersprechlich. Aus dem bekannten Durchmesser der kreisrunden Platte, und aus der als bekannt vorausgesetzten Höhe, bis zu welcher dasselbe Flüssige in einer Röhre von gegebener Weite ansteigt, die aus derselben Materie als die Platte besteht, findet er, wie groß die Kraft seyn muß, welche nöthig ist, um die Scheibe los zu reißen. Wendet man seine Formel auf Flüssigkeiten verschiedener Art an, z. B. auf Wasser, auf Terpenthin-Oehl und auf Alkohol von verschiedenen Dichten, so findet man Zahlwerthe, welche mit denen genau übereinstimmen, die Herr Gay-Lussac bei den sehr genauen Versuchen gefunden, die er ausdrücklich über diesen Gegenstand angestellt hat.

Da die haarröhren-artige Anziehung nur bis auf unmerkliche Entfernungen reicht, so müssen Scheiben, welche von dem Flüssigen vollkommen genäht sind, bei einerlei Oberfläche genau einerlei Adhäsion zu diesem Flüssigen äußern, wie verschieden sie auch übrigens ihrer Natur nach seyn mögen, und zwar muß diese Adhäsion genau der gleich seyn, welche das Flüssige auf sich selbst ausübt. Auch dieses bestätigt die Erfahrung. So

z. B. haben völlig genähte Scheiben aus Kupfer und aus Glas, bei einerlei Durchmesser, genau einerlei Adhäsion zu einem Flüssigen.

Diese Wirkungen hängen ab von dem Berührungswinkel, den das Flüssige mit dem Umfange (*le contour*) der auf ihr ruhenden Scheibe macht. Sie verschwinden, wenn dieser Winkel null ist. Nun haben wir aber oben gesehen, daß, in einer Haarröhre aus Glas, Queckfilber, das mit Wasser bedeckt ist, sich in eine Oberfläche setzt, die genau eine Halbkugel ist. Bringt man folglich eine an einer Wage schwebende Glascheibe mit einer darunter befindlichen Queckfilberfläche in Berührung, und man gießt dann Wasser darauf, so daß das Queckfilber und die Scheibe davon bedeckt werden, so kann man, weil dann der Berührungswinkel zwischen der Scheibe und dem Queckfilber null ist, beim Losreißen der Scheibe keinen andern Widerstand, als den finden, den sie durch ihr eigenes Gewicht leistet. Auch dieses haben die Versuche des Herrn Gay-Lussac bewährt. Die Ursache des Erfolgs liegt hier so ganz in dem Wasser, daß, als kein Wasser mitwirkte, die Adhäsion der Glascheibe mit dem Queckfilber in diesem Versuche bis auf 296 Grammes stieg, ja bis auf 400 Grammes steigen konnte.

Die letzte Anwendung, welche Hr. La Place von seiner herrlichen Theorie macht, ist, daß er die *Gestalt* untersucht, welche ein großer Quecksilbertropfen, der auf einer horizontalen Glastafel ruht,

ruht, annehmen muß. Die Gestalt und die Dicke dieses Tropfens, so wie die Neigung seiner Seitenwände gegen das Glas, hängen ab von der Einwirkung des Queckfilbers auf sich selbst und auf das Glas, das ihn trägt; folglich ist hierbei die Haarröhren-Kraft im Spiele. Die Resultate, welche die Theorie für diesen Fall giebt, stimmen auf das Genaueste mit den Versuchen des Herrn Gay-Lussac überein. Dieselbe Methode giebt die Depression des Queckfilbers in weiten Röhren, z. B. in den Barometern; und vergleicht man damit die Größen, welche die HH. Carl Cavendish und Gay-Lussac durch Versuche bestimmt haben, so zeigt sich die vollkommenste Uebereinstimmung.

* *

Herr La Place beschließt dieses Werk mit *allgemeinen physikalischen und chemischen Betrachtungen*, die zwar nur wenige Seiten einnehmen, doch mehr als ganze Bände zu denken und nachzuforschen geben, und mit einigen historischen Rückblicken. Er zeigt, daß die nur in sehr kleinen Entfernungen wahrzunehmende anziehende Kraft, welche die haarröhren-artigen Erscheinungen hervor bringt, die wahre Ursache der *chemischen Verwandtschaften* ist. In den haarröhren-artigen Erscheinungen äußert sich die anziehende Kraft aber nicht in ihrem ganzen Umfange, sondern zeigt sich nur durch ihre Verschiedenheiten und durch die Variationen, welche in ihr die ver-

schiedene Krümmung der Oberflächen, mit denen die Körper sich endigen, hervor bringt. In den chemischen Verwandtschaften wirkt dagegen die eigene und einiger Massen individuelle Attraction der kleinsten Theilchen direct, mit ihrer ganzen Energie, und ohne durch irgend etwas modificirt zu werden.

Die Entwicklung dieser tiefkönnigen Idee führt Herrn La Place darauf, den *Zustand der Festigkeit* für ein Resultat der Anziehung der kleinsten Theilchen des Körpers, so fern sie durch die Gestalt der Theilchen modificirt ist, zu nehmen. Die Figur der Theilchen kann der Grund seyn, daß ihre Anziehung sich in einigen Seitenflächen sehr viel stärker als in andern äußert. Werden nun die Theilchen durch die ausdehnende Kraft des Wärmestoffs, oder durch irgend eine andere Ursache, weiter aus einander getrieben, so kann zwar, bis auf eine gewisse Grenze, ihre anziehende Kraft ihren Einfluß noch äußern; aber die Modificationen, welche diese Kraft durch die Figur der kleinsten Theilchen erlitt, werden bei zunehmender Entfernung der Theilchen von einander unmerkbar. Denn die Wirkung derselben muß sehr viel schneller, als die anziehende Kraft selbst, abnehmen; auf dieselbe Art, wie bei den Erscheinungen am Himmel, welche von der Figur der Planeten abhängen, z. B. beim Vorrücken der Nachtgleichen, dieser Einfluß sich nach dem Kubus der zunehmenden Entfernungen vermindert, während

der Einfluß der Attraction selbst nur nach dem Quadrate der wachsenden Entfernungen kleiner wird. Der Gaszustand scheint, dieser Vorstellung gemäß, derjenige Zustand zu seyn, in welchem sich die kleinsten Theilchen schon in einer solchen Entfernung von einander befinden, daß weder der Einfluß ihrer Figur, noch ihre eigenthümliche Attraction überhaupt, auf einander mehr merkbar ist, so daß sie dann bloß durch die Expansivkraft der Wärme im Gleichgewichte erhalten werden. In dem ersten Zustande, dem der Festigkeit, leistet der Körper jeder Veränderung seines Zustandes den größten möglichen Widerstand; unaufhörlich streben die kleinsten Theilchen, sie mögen auch noch so wenig aus ihrer gegenseitigen Lage verrückt werden, darein wieder zurück zu kommen; dieses ist das System eines stabilen Gleichgewichts^{*)}. In dem tropfbaren Zustande, in welchem der Einfluß der Figur der kleinsten Theilchen unmerkbar geworden ist, finden sich bei jeder Lage der Theilchen dieselben Kräfte und dieselben Zustände von Gleichgewicht; die Theilchen geben daher dem kleinsten Drucke nach, wie das bei dem vollkommenen Flüssigen der Fall ist.

Die weitere Betrachtung dieser verschiedenen Zustände stabilen und nicht-stabilen Gleichgewichts, in ihrer Anwendung auf die Chemie, ist sehr tief-

^{*)} *D'un équilibre stable*, ein Kunstwort, das ich beibehalte, weil ich es nicht ohne Zweideutigkeit zu übersetzen weiß.

Gilbert.

sinnig. Da sie auf einem mechanischen Principe beruht, welches für jedes System von Körpern gilt, so hat sie den grossen Vorzug, vollkommen exact zu seyn. Herr La Place erklärt daraus eine Menge sehr wichtiger chemischer Phänomene.

Alle Analogieen scheinen dahin überein zu stimmen, daß die anziehende Kraft, mit welcher die kleinsten Theilchen auf einander einwirken, ausserordentlich beträchtlich ist. In den haarröhren-artigen Wirkungen werden wir nur die Unterschiede derselben gewahr; ihre absolute Grösse aber ist unglaublich. Diese Kraft drückt senkrecht die Oberfläche der tropfbaren Flüssigkeiten, unabhängig von der Schwere. Wenn man annimmt, daß die Kraft, mit der das Wasser auf sich selbst wirkt, eben so gross sey, als die anziehende Kraft, welche es auf das Licht äussert, so würde der Druck, den das Wasser diesem gemäss in seinem Innern litte, durch eine Wassersäule dargestellt werden, deren Höhe grösser wäre, als der Abstand der Erde von der Sonne zehn tausend Mal genommen. Wahrscheinlich ist die Wirkung des Wassers auf sich selbst kleiner, als die auf das Licht; man übersieht indess doch hieraus, zu welcher Ordnung sie gehört. Sollte man hieraus nicht schliessen dürfen, bemerkt Herr La Place, daß jede tropfbare Flüssigkeit vermöge dieser Kraft durch sich selbst zusammen gedrückt wird, und daher im Innern weit dichter, als an der Oberfläche ist? Denn in der Oberfläche ist dieser

Druck null; von ihr ab wächst er in dem Innern des Flüssigen sehr schnell, bis zu der ausnehmend geringen Tiefe, bis zu welcher die Sphäre der merkbaren Wirksamkeit der Theilchen herab reicht; und über sie hinaus ist er constant, weil dann die nach der Oberfläche zu liegenden Schichten des Flüssigen gerade so stark anziehen, als das Flüssige im Innern. Wenn man sich eine so dünne Lage eines Flüssigen denkt, daß jene Sphäre merkbarer Wirksamkeit ihre Dicke überträte, so müßte eine solche Lage Flüssigkeit an ihren beiden Oberflächen einen viel kleinern Druck leiden, als es der Fall ist, wenn sie eine merkbare Dicke hat. Wäre es daher nicht möglich, daß in ihr das Flüssige ein weit geringeres specifisches Gewicht hätte, als sich das in unsern Versuchen zeigt, bei denen die Kraft, die das Flüssige zusammen drückt, ihre ganze Intensität hat? Und sollte dieser Fall nicht bei der wässerigen Hülle der bläschen-artigen Dünste eintreten, die vielleicht eben dadurch specifisch leichter als die Luft, in der sie schwimmt, wie wir das täglich sehen, und die sich dem zu Folge in einem Mittelzustande zwischen dem des tropfbaren Wassers und des Wasserdampfs befinden würde. Dieses sind einige von den Ideen, welche Herr La Place hinstellt, und die er dem Nachdenken der Physiker und der Chemiker empfiehlt.

Herr La Place stellt zuletzt noch mit seiner Theorie die *vorzüglichsten Hypothesen* zusammen, die man bis hierher zur Erklärung der haarröhren-

artigen Erscheinungen erdacht hatte. Er macht zuerst darauf aufmerksam, daß Clairaut, der alle Kräfte, auf welchen diese Erscheinungen beruhen, in seiner sehr genauen Analyse umfaßt hatte, bloß durch die falsche Annahme gehemmt wurde, daß die anziehende Kraft des Glases bis auf die Wassertheilchen in der Achse des Röhrchens wirke. Darauf zeigt er nach seiner zweiten Methode, daß, wenn man in dem Falle, wenn die Röhre von der Flüssigkeit vollkommen genäßt ist, sich dünke, die Flüssigkeit würde einzig und allein von dem unmittelbar über ihrer Oberfläche befindlichen, nicht merkbar hohen, Ringe der innern Röhrenfläche solicirt, alles nach dieser Hypothese genau so erfolgen müßte, als es in der Wirklichkeit geschieht, ob gleich hier der Erfolg von andern Ursachen abhängt. Die Annahmen, aus welchen der Dr. Jurin die haarröhren-artigen Wirkungen zu erklären versucht hat, nähern sich dieser Hypothese außerordentlich. Herr La Place thut ferner dar, daß die von andern Physikern erdachte Erklärung unzureichend ist, der zu Folge diese Erscheinungen Wirkungen der Spannung der flüssigen Oberfläche seyn sollen, welche, nach ihrer Gestalt, von diesen Physikern mit denen Oberflächen verglichen wird, die von den Geometern *lin tearische* oder *elastische* genannt werden. Endlich führt er die Bemerkungen Segner's und Thomas Young's über den Einfluß der Krümmung der Oberflächen auf die haarröhren-artigen Erschei-

nungen, auf seine erste Methode zurück; beide Mathematiker hatten, zwar die Nothwendigkeit, auf diesen Einfluss zu sehen, erkannt, nicht aber durchschauet, in wie fern er bei diesen Erscheinungen mitwirkt, noch wie er mit den ursprünglichen Kräften, die ihn erzeugen, zusammen hängt.

Wird eine zahlreiche Folge von Erscheinungen auf eine einzige Ursache in der Natur, deren Wirklichkeit sich nicht bezweifeln läßt, zurück geführt, und durch einen strengen Calcul bis in das kleinste Detail aus ihr wieder abgeleitet; so tritt sie eben dadurch aus dem Gebiete der gemeinen Physik heraus, und bildet nun einen Inbegriff mathematischer Wahrheiten. Dieses ist der Gesichtspunkt, aus dem man von nun an die haarröhren-artigen Erscheinungen zu betrachten hat. Dasselbe wird künftig einmahl mit andern Zweigen der Physik geschehen, mit den Erscheinungen der Wärme, der Elektricität, und des Magnetismus, wenn höhere Genies uns die wahren Ursachen derselben enthüllen werden, die jetzt noch unbekannt sind, und an deren Stelle wir, in Ermangelung eines Besseren, Hypothesen setzen, oder Fictionen, aus denen sich die beobachteten Erscheinungen mehr oder minder gut darstellen lassen. Die haarröhren-artigen Erscheinungen, und die Erscheinungen, welche aus der Einwirkung der Körper auf das Licht entstehen, sind bis jetzt die Einzigen, welche man mittelst eines strengen Calculs aus der Attraction in kleinen Entfernungen

abgeleitet hat; und von diesen beiden Entdeckungen gehört die eine Newton. Aber wahrscheinlich hängen noch viele Erscheinungen anderer Art von derselben, nur verschieden modificirten, Ursache ab. In der That zeigt uns Herr La Place in ihr schon jetzt mit Evidenz und durch mathematische Schlüsse die Quelle aller chemischen Erscheinungen. Es wird ihm unstreitig nicht genügen, den Ruhm dieser glänzenden Entdeckungen mit Newton getheilt zu haben; er wird den Ausichten, auf deren Wichtigkeit er selbst uns aufmerksam gemacht hat, weiter nachspüren; und vielleicht gelingt es seiner tieffinnigen Analyse, uns noch mehr als Ein Naturgesetz zu enthüllen, das uns bis jetzt verborgen ist.

II.

THEORIE DER KRAFT,

*welche in den Haarröhren und bei ähnlichen
Erscheinungen wirkt;*

von

P. S. L A P L A C E,

Kanzler des Senats,

Groß-Officier der Ehrenlegion und Mitgl: des Nat. Instit.

ZWEITER HAUPTTHEIL.

Die Wirkung der Haarröhren-Kraft
auf eine neue Art betrachtet.

Uebersetzt, mit einigen Anmerkungen,

von

Brandes und Gilbert.

I. *Vergleichung der Kräfte mit der angehobenen
Masse des Flüssigen.*

13. Bei unsern Untersuchungen über die haarröhren-artigen Erscheinungen, wie wir sie bis hierher behandelt haben, gründete sich alles auf die Betrachtung der Oberfläche, welche das Flüssige in einem haarröhren-artigen Raume annimmt, und auf die Bedingungen des Gleichgewichts eines Flüssigen, welches in einem unendlich engen Kanale enthalten ist, dessen eines Ende sich in dieser

Oberfläche befindet, und dessen anderes Ende in der Oberfläche des unbegrenzten Flüssigen liegt, in das der haarröhren - artige Raum eingetaucht ist. Jetzt wollen wir dagegen die *Kräfte* betrachten, welche das Flüssige in Räumen dieser Art anzuheben oder niederzudrücken streben, und diese Kräfte direct zu bestimmen suchen. Eine Untersuchung, welche uns zu mehreren allgemeinen Resultaten führen wird, die sich nach der vorigen Methode nicht so leicht ableiten lassen. Beide Methoden vereinigt werden über dies uns ein Mittel an die Hand geben, die Verwandtschaften der verschiedenen Körper zu den flüssigen Körpern mit Genauigkeit unter einander zu vergleichen.

Man denke sich eine prismatische Röhre *ABCD* (Fig. 1. Taf. II.) *), gleich viel, von welcher Grundfläche, deren Seitenflächen gegen die Grundflächen senkrecht sind. Sie stehe senkrecht, und ihr unteres Ende sey in ein Flüssiges eingetaucht, das sich in ihr über das Niveau *MN* des umgebenden Flüssigen erhebe. Dafs das Flüssige in dem Innern der Röhre, über dem Niveau ansteigt, davon kann der Grund in nichts Anderm liegen, als in der Wirkung der Wände der Röhre auf das Flüssige und der flüssigen Theilchen auf einander selbst.

Die zunächst an einer Röhrenwand liegende Schicht des Flüssigen wird nämlich durch diese

*) Die Figur und die Beziehungen auf sie finden sich in dem Originale nicht. Ich habe sie zum leichtern Verständnisse beigelegt. *Gilbert.*

Einwirkung gehoben; diese Schicht erhebt eine zweite, die zweite eine dritte und so weiter, bis endlich das Gewicht der erhobenen Säule des Flüssigen den Kräften, welche noch mehr zu heben streben, das Gleichgewicht hält.

Um das angehobene Volumen des Flüssigen, bei welchem das Gleichgewicht Statt findet, zu bestimmen, wollen wir uns an dem Ende der eingetauchten prismatischen Röhre *ABCD* eine bloß imaginäre Fortsetzung *DCIK* dieser Röhre denken, so nämlich, daß die unendlich dünnen Wände dieser zweiten Röhre die Verlängerung der innern Oberfläche der ersten Röhre sind, und daß diese Wände selbst gar nicht auf das Flüssige wirken, folglich die Einwirkung der ersten Röhre *ABCD* und des Flüssigen auf einander auf keine Art stören. Diese zweite Röhre sey Anfangs vertikal, krümme sich dann horizontal, und nehme dann die vertikale Richtung wieder an, behalte dabei aber überall einerlei Figur und Weite. Es ist einleuchtend, daß dann, in dem aus den beiden Röhren zusammen gesetzten Kanale *ABIK*, bei dem Zustande des Gleichgewichts, der Druck in den beiden vertikalen Armen *ABEF* und *IKHG* gleich seyn muß. Weil aber in dem ersten Arme *ABEF* sich eine größere Masse des Flüssigen befindet, als in dem zweiten *IKHG*, so muß der daraus entspringende größere Druck durch die vertikalen Attraktionen zerstört werden, welche die prismatische Röhre und das Flüssige, auf das im ersten Arme enthaltene Flüssige

äußern. Wir wollen diese verschiedenen Attraktionen genau und einzeln untersuchen, und zwar zuerst diejenigen, welche um den untern Theil der ersten Röhre Statt finden.

Da die erste Röhre ein senkrechtes Prisma seyn und vertikal stehen soll, so ist ihre Grundfläche horizontal. Das in dem ersten senkrechten Arme *DCEF* der zweiten Röhre enthaltene Flüssige wird vertikal niederwärts gezogen, 1) durch sich selbst, und 2) durch das sie umgebende Flüssige; aber beide Attraktionen werden aufgehoben durch die ähnlichen Attraktionen, welche auf das Flüssige in dem andern Arme *IKHG* dieser Röhre, in der Nähe der Oberfläche, wirken, daher man hier von ihnen absehen kann. Es wird aber auch 3) das in *DCEF* enthaltene Flüssige vertikal aufwärts gezogen durch das Flüssige in der ersten Röhre *ABCD*; diese Attraction wird aber ebenfalls dadurch zerstört, daß jenes Flüssige dieses letztere mit eben der Kraft herabwärts anzieht, und es kommen daher hier auch diese beiden gegenseitigen Anziehungen nicht in Rechnung. Endlich wird 4) das Flüssige in dem Schenkel *DCFE* der zweiten Röhre vertikal aufwärts gezogen, durch die prismatische Röhre *ABCD* selbst, und es entsteht dadurch in diesem Flüssigen eine senkrecht aufwärts gerichtete Kraft, die wir $\equiv Q$ setzen wollen; sie trägt wirklich dazu bei, das in der ersten Röhre *ABCD* erhobene Flüssige über dem Niveau des umgebenden Flüssigen zu erhalten.

Was die Kräfte betrifft, die auf das in der *ersten Röhre ABCD* enthaltene Flüssige wirken, so finden an dem untern Theile derselben folgende Attractionen Statt: 1) die Anziehung, die das Flüssige auf sich selbst äußert; sie kommt indess hier nicht in Rechnung, weil diese gegenseitigen Anziehungen der Theilchen einem Körper keine Bewegung einzudrücken vermögen, wenn er fest ist, und man unbeschadet des Gleichgewichts sich denken kann, das Wasser der *ersten Röhre* sey fest geworden. — 2) Das in der untern Röhre enthaltene Flüssige zieht die flüssige Masse niederwärts; aber wir haben eben schon erwähnt, daß diese Anziehung durch die entgegen gesetzte des obern Flüssigen aufgehoben wird. — 3) Das die untere Röhre umgebende Fluidum zieht das in der ersten Röhre *ABCD* enthaltene Flüssige senkrecht herabwärts; und diese Kraft kommt wirklich in Rechnung. Wir wollen sie $= - Q'$ setzen, da sie, als der vorhin gefundenen entgegen gesetzt wirkend, mit $-$ bezeichnet werden muß. — 4) Zu diesen Kräften kommt endlich noch eine vierte; auch das in der ersten Röhre *ABCD* enthaltene Flüssige wird nämlich von dieser Röhre selbst senkrecht aufwärts gezogen, und zwar mit einer Kraft, welche gleichfalls $= Q$, das heißt, eben so groß ist, als die Attraction, welche eben diese Röhre auf das Flüssige in der zweiten Röhre ausübt. Denn wenn man durch eine horizontale Ebene irgend wo den untern Theil des in der ersten Röhre *ABCD* ent-

haltenen Flüssigen abschneidet, so kann der untere abgeschnittene Theil der Röhre, der überall rund um mit der Flüssigkeit in Berührung ist, keine vertikale aufwärts gerichtete Attraction auf das Flüssige hervor bringen, sondern bloß der oberhalb liegende Theil der Röhre vermag dieses zu bewirken; folglich wirkt auch für die ganze flüssige Masse, welche in der prismatischen Röhre enthalten ist, nur der oberhalb liegende Theil der Röhre, und zwar eben so, wie die prismatische Röhre *ABCD* auf das in der zweiten Röhre enthaltene Flüssige anziehend einwirkt.

Hiernach ist also die gesammte vertikale Kraft, welche das Flüssige, das in dem ersten Arme *ABEF* des Kanals *ABIK* enthalten ist, aufwärts zieht, $= 2Q - Q'$.

Noch können wir hierbei bemerken, daß, wenn das Gesetz, wonach sich die Attraction mit der Entfernung ändert, für die Theilchen des Flüssigen dasselbe ist als für die Theilchen der Röhrenwand, die gesammten Kräfte Q, Q' , den Intensitäten ρ, ρ' , mit welchen gleiche Volumina der einen und andern Materie wirken, proportional seyn müssen. Denn da die Oberfläche der die zweite Röhre umgebenden Flüssigen völlig gleich ist der innern Oberfläche der eingetauchten Röhre, so kann hier, wo es auf die Dicke der Röhrenwand nicht ankommt, so bald diese Dicke einen merklichen Werth hat, die Kraft Q bloß

nach dem Verhältnisse der Intensität der Anziehung von Q verschieden seyn.

Diese gefundene vertikale Kraft $= 2Q - Q'$ muß dem Drucke des über dem Niveau erhobenen Flüssigen das Gleichgewicht halten. Wenn also das Volumen dieser flüssigen Masse $= V$, ihre Dichtigkeit $= D$, und folglich ihr Gewicht $= gDV$ ist, so muß seyn

$$gDV = 2Q - Q'.$$

Da die Attractionen, welche hier wirksam sind, nur in unmerklich kleinen Abständen merklich bleiben, so wirken die eingetauchten Röhrenwände nur auf die ihnen äußerst nahen flüssigen Säulen, und man kann daher von der Krümmung der Röhrenwände gänzlich absehen, und die Röhrenwand als in eine Ebene ausgebreitet oder als abgewickelt ansehen *). Da dann die Kraft Q der Breite dieser Ebene entsprechen muß, so ist sie dem Umfange der Grundfläche der prismatischen Röhre proportional; und nennt man diesen Umfang c , so kann man $Q = \rho c$ setzen, wenn ρ eine beständige Gröſſe ist. Wenn das Gesetz, wie die Attraction von der Entfernung abhängt, für die verschiedenen Körper dasselbe ist, so bedeutet ρ zugleich die Intensität der Attractionskraft derjenigen Materie, aus welcher die eingetauchte Röhre besteht, gegen das Flüssige; allgemein aber bedeutet ρ eine Gröſſe, welche von der Attraction der Materie der Röhre abhängt, dagegen von der Fi-

*) Man vergleiche oben S. 19.

gur und Gröſſe derſelben unabhängig iſt. Eben ſo findet man $Q' = \rho' \cdot c$, wenn ρ' , in Rückſicht auf die Attraction der Theilchen des Flüſſigen unter einander, eben die Bedeutung hat, als ρ in Rückſicht auf die Attraction der Röhre gegen das Flüſſige. Und ſo ergiebt ſich dann

$$gD \cdot V = (2\rho - \rho') c.$$

Eine Gleichung, welche mit der am Ende von §. 7. gefundenen überein ſtimmt, wenn man $2\rho - \rho' = \frac{1}{2}H \cdot \cos. \omega$ ſetzt.

Aus §. 12. erhellet, daſs für $\rho = \rho'$ der Winkel $\omega = 0$ wird; in dieſem Falle alſo iſt

$$\rho' = \frac{1}{2}H.$$

Weil ρ' einerlei bleibt, wenn man in daſſelbe Flüſſige Röhren von verſchiedener Materie eintaucht, ſo muſs allgemein ſeyn, wenn ρ nicht $= \rho'$ iſt, $2\rho - \rho' = \rho' \cdot \cos. \omega$, folglich

$$\rho = \rho' \cdot \cos.^2 \frac{1}{2}\omega.$$

Und ſo findet man aus dem Winkel ω das Verhältniſs $\rho : \rho'$, und umgekehrt; ω aber iſt der Winkel, welchen der äufferſte Theil der Oberfläche des Flüſſigen mit der Röhrenwand macht.

Ein directer Beweis für die Gleichung $\rho' = \frac{1}{2}H$.

14. Es ſey (Fig. 17. *) AB eine vertikale Ebene von merklicher Dicke, deren untere Seite horizontal iſt. In der Entfernung $EC = a$ von die-

*) Auch dieſe Figur findet ſich nicht in dem Originale, ſondern iſt von Hrn. Dr. Brandes der Deutlichkeit halber hier hinzu gefügt worden. Gilbert.

dieser Ebene befinde sich eine nach D zu unbegrenzte verticale Linie CD , deren oberes Ende C mit der untern Grenze der Ebene in einerley Niveau liege, und diese Linie werde von der Ebene angezogen. Die Function $\varphi(s)$ drücke das Gesetz der Attraction in Rücksicht auf die Entfernung s aus. Wir wollen die Lage eines jeden Punktes der festen Ebene durch Coordinate x, y, z bestimmen, die auf einander senkrecht sind, und die von C , dem obern Ende der angezogenen Linie, an gerechnet werden. Die Achse des x sey gleichlaufend dem kürzesten Abstände CE der verticalen Linie von der mit ihr parallelen Ebene; die Achse des y sey horizontal, und folglich die auf beide senkrechte Achse des z vertical. Endlich sey z' die verticale Tiefe eines unbestimmten Punktes Z unter C , und s die Entfernung dieses Punktes von irgend einem Elemente der Ebene, also

$$s^2 = x^2 + y^2 (z + z')^2.$$

Nach diesen Bezeichnungen ist die verticale Attraction der ganzen festen Ebene auf einen Punkt Z

$$= \iiint dx \cdot dy \cdot dz \cdot \frac{(z + z')}{s} \cdot \varphi(s),$$

und man findet die Attraction für die ganze Linie, wenn man dieses Integral mit dz' multiplicirt, und das Integral in Beziehung auf z' zwischen den Grenzen $z' = 0$ und $z' = \infty$ sucht,

Setzen wir, wie in §. 1., $\int ds \cdot \varphi(s) = c - \Pi(s)$, wenn dieses Integral von $s = 0$ an gerechnet wird,

und c den Werth bedeutet, welchen es für $s = \infty$ verlangt, so ist, wenn dieses Integral mit $s = f$ verschwinden sollte,

$$\int ds \cdot \varphi(s) = c - \Pi(s) - c + \Pi(f).$$

Folglich ist der bis zu $s = \infty$ erstreckte Werth des Integrals

$$\int dz' \cdot \frac{z+z'}{s} \cdot \varphi(s) = \Pi(f),$$

und es bedeutet hier f denjenigen Werth, welchen s in C erhält, oder den Abstand des obern Punktes der Linie von dem anziehenden Theilchen der Ebene. Die Attraction der ganzen festen Ebene ist also =

$$\iiint dx \cdot dy \cdot dz \cdot \Pi(f).$$

Es sey nun ω der Winkel, welchen s mit der durch C gelegten horizontalen Ebene macht, und ϑ der Winkel, welchen die Projection von s auf die horizontale Ebene, mit der Achse der y bildet: so ist

$$x = s \cdot \sin. \vartheta \cdot \cos. \omega; \quad y = s \cdot \cos. \vartheta \cdot \cos. \omega.$$

und $dx \cdot dy \cdot dz = s^2 ds \cdot d\vartheta \cdot d\omega \cdot \cos. \omega.$

Nach der Natur der hier betrachteten Attractionen, welche auf unmerkliche Entfernungen eingeschränkt sind, ist es einerley, ob man die Dicke der festen Ebene als endlich oder als unendlich annimmt, wir wollen sie also als unendlich ansehen. Ist nun

$$\int s ds \cdot \Pi(s) = c' - \Psi(s) \text{ und } c' \text{ der Werth des Integrals für } s = \infty, \text{ so ist}$$

$$\int s^2 ds \cdot \Pi(s) = -s \cdot \Psi(s) + \int ds \cdot \Psi(s) + \text{const.}$$

Hier werden die Integrale von $s=f$ an gerechnet, und da für $s=\infty$ die Function $s. \Psi(s)$ verschwindet, so ist $const. = f. \Psi(f)$; und der vollständige Werth des Integrals ist

$$\int_0^s s^2. ds. \Pi(s) = f. \Psi(f) + \int ds \Psi.(s).$$

Ich setze ferner $\int ds. \Psi(s) = c'' - \Gamma(s)$, wenn dieses Integral mit $s=0$ verschwindet, und $=c''$ wird für $s=\infty$. Es läßt sich leicht übersehen, daß dann der auf die Grenzen $s=f$ und $s=\infty$ eingeschränkte Werth des Integrals $=\Gamma(f)$ wird, so daß man hat

$$\int s^2. ds. \Pi(s) = f. \Psi(f) + \Gamma(f).$$

Unter dreyfaches Integral verwandelt sich dem zu Folge in folgendes zweyfaches Integral

$$\iint d\vartheta. d\omega. \cos. \omega. [f. \Psi(f) + \Gamma(f)].$$

Wir wollen uns jetzt eine durch die angezogene Linie CD und die Achse der x gehende Ebene denken, und untersuchen, wie diese von der festen Ebene nach verticaler Richtung angezogen wird. Man findet diese Attraction, indem man die vorige Function mit da multiplicirt und integrirt. Es ist aber $a=f. \sin. \vartheta. \cos. \omega$, und, wenn bloß f veränderlich angenommen wird, $da=ds. \sin. \vartheta. \cos. \omega$. Die gesuchte verticale Attraction ist also

$$= \iiint ds. d\vartheta. d\omega. \sin. \vartheta. \cos.^2 \omega. [f. \Psi(f) + \Gamma(f)].$$

*) In dem Originale sind die Buchstaben s und f nicht zu unterscheiden; ich hoffe, daß meine Unterscheidung beider die richtige ist. Br.

und c den Werth bedeutet, welchen es für $s = \infty$ verlangt, so ist, wenn dieses Integral mit $s = f$ verschwinden sollte,

$$\int ds \cdot \Phi(s) = c - \Pi(s) - c + \Pi(f).$$

Folglich ist der bis zu $s = \infty$ erstreckte Werth des Integrals

$$\int dz' \cdot \frac{z+z'}{s} \cdot \Phi(s) = \Pi(f),$$

und es bedeutet hier f denjenigen Werth, welchen s in C erhält, oder den Abstand des obern Punktes der Linie von dem anziehenden Theilchen der Ebene. Die Attraction der ganzen festen Ebene ist also =

$$\iiint dx \cdot dy \cdot dz \cdot \Pi(f).$$

Es sey nun ω der Winkel, welchen s mit der durch C gelegten horizontalen Ebene macht, und ϑ der Winkel, welchen die Projection von s auf die horizontale Ebene, mit der Achse der y bildet: so ist

$$x = s \cdot \sin. \vartheta \cdot \cos. \omega; \quad y = s \cdot \cos. \vartheta \cdot \cos. \omega.$$

und $dx \cdot dy \cdot dz = s^2 ds \cdot d\vartheta \cdot d\omega \cdot \cos. \omega.$

Nach der Natur der hier betrachteten Attractionen, welche auf unmerkliche Entfernungen eingeschränkt sind, ist es einerley, ob man die Dicke der festen Ebene als endlich oder als unendlich annimmt, wir wollen sie also als unendlich ansehen. Ist nun

$$\int s ds \cdot \Pi(s) = c' - \Psi(s) \text{ und } c' \text{ der Werth des Integrals für } s = \infty, \text{ so ist}$$

$$\int s^2 ds \cdot \Pi(s) = -s \cdot \Psi(s) + \int ds \cdot \Psi(s) + const.$$

Hier werden die Integrale von $s=f$ an gerechnet, und da für $s=\infty$ die Function $s. \Psi(s)$ verschwindet, so ist $const. = f. \Psi(f)$; und der vollständige Werth des Integrals ist

$$\int_0^s s^2. ds. \Pi(s) = f. \Psi(f) + \int ds \Psi.(s).$$

Ich setze ferner $\int ds. \Psi(s) = c'' - \Gamma(s)$, wenn dieses Integral mit $s=0$ verschwindet, und $=c''$ wird für $s=\infty$. Es läßt sich leicht übersehen, daß dann der auf die Grenzen $s=f$ und $s=\infty$ eingeschränkte Werth des Integrals $=\Gamma(f)$ wird, so daß man hat

$$\int s^2. ds. \Pi(s) = f. \Psi(f) + \Gamma(f).$$

Unser dreifaches Integral verwandelt sich dem zu Folge in folgendes zweifaches Integral

$$\iint d\vartheta. d\omega. \cos. \omega. [f. \Psi(f) + \Gamma(f)].$$

Wir wollen uns jetzt eine durch die angezogene Linie CD und die Achse der x gehende Ebene denken, und untersuchen, wie diese von der festen Ebene nach verticaler Richtung angezogen wird. Man findet diese Attraction, indem man die vorige Function mit da multiplicirt und integrirt. Es ist aber $a=f. \sin. \vartheta. \cos. \omega$, und, wenn bloß f veränderlich angenommen wird, $da=ds. \sin. \vartheta. \cos. \omega$. Die gesuchte verticale Attraction ist also

$$= \iiint ds. d\vartheta. d\omega. \sin. \vartheta. \cos.^2 \omega. [f. \Psi(f) + \Gamma(f)].$$

*) In dem Originale sind die Buchstaben s und f nicht zu unterscheiden; ich hoffe, daß meine Unterscheidung beider die richtige ist. Br.

und das Integral muß in Beziehung auf f von $f=0$ bis $f=\infty$ genommen werden. Nach dem Vorigen ist für diese Grenzen

$$\int f. df. \Psi(f) = -f. \Gamma(f) + \int df. \Gamma(f) = \int df. \Gamma(f),$$

weil für $f=\infty$, das Product $f. \Gamma(f)=0$ ist. Da

wir nun §. 1. $\int f. df. \Psi(f) = \frac{1}{2\pi} \cdot H$ gesetzt haben, so ist das vorige dreyfache Integral =

$$\frac{H}{\pi} \iint d\omega. d\vartheta. \sin.\vartheta \cos.^2\omega,$$

Nimmt man das Integral in Beziehung auf ω von $\omega=0$ bis $\omega=\frac{1}{2}\pi$, und in Beziehung auf ϑ von $\vartheta=0$ bis $\vartheta=\pi$, so wird

$$\iint d\omega. d\vartheta. \sin.\vartheta. \cos.^2\omega = \frac{1}{2}\pi,$$

also endlich. Folglich ist die *gesamte verticale Attraction* der festen Ebene auf die gegen sie senkrechte Ebene $= \frac{1}{2} H$. Diese Attraction ist es, die wir vorhin mit ρ bezeichneten, oder mit ρ' , wenn die anziehende Masse mit dem Flüssigen von einerley Materie ist; also ist auch hier

$$\rho' = \frac{1}{2} H,$$

wie es oben die Vergleichung beider Methoden ergab.

Man übersieht auf diese Art, eben sowohl nach der einen als nach der andern dieser Methoden, nicht bloß die Gleichheit der Kräfte ρ und $\frac{1}{2} H$, von denen die haarröhren-artigen Erscheinungen abhängen, sondern auch ihre Ableitung aus den Attractionskräften der Körpertheilchen, welche ebenfalls die Verwandtschaften hervorbringen.

Die *Hagrröhren-Kraft* ist nichts anders, als die Modification dieser anziehenden Kräfte, welche von der Krümmung der Oberfläche (nach der Ansicht der in §. 1. aus einander gesetzten Methode), oder von der Lage der anziehenden Ebenen (nach der zweyten, eben ausgeführten Methode), abhängt; dagegen scheinen die *Verwandtschaften* die Attractivkräfte selbst zu seyn, so fern sie mit ihrer völligen Gewalt wirken.

K. *Betrachtung einzelner Fälle.*

15. Die am Ende von §. 13. gefundene Gleichung $gDV = (2\rho - \rho')c$, giebt für einen Cylinder vom Halbmesser $= l$, in welchem das Flüssige zu der mittlern Höhe $= q$ steigt,

$$2\rho - \rho' = \frac{1}{2}gD \cdot lq;$$

und man findet daher für jede andere Röhre zur Vergleichung mit der kreisförmig cylindrischen das *Volumen*

$$V = \frac{1}{2}l \cdot q \cdot c.$$

Diese Gleichung zeigt, daß unter allen prismatischen Röhren von gleichem innern Querschnitte, der hohle Cylinder die geringste Quantität des Flüssigen über das Niveau erhebt, weil sein Umfang der kleinste ist.

Nennt man b den Querschnitt der Röhre, und h die mittlere Höhe aller Punkte der Oberfläche des in ihr angehobenen Flüssigen, so ist $V = hb$, und folglich für jede Röhre

$$h = \frac{lq}{2b}.$$

In diesen Formeln muß man q , V , h und $2p - p^2$ negativ annehmen in den Fällen, wenn das Fluidum sich in der Röhre senkt, statt in ihr zu steigen.

Uebrigens gelten diese Formeln auch für ein eckiges Prisma; denn sie könnten nur in den Ecken auf eine Entfernung, die der merklichen Wirkungssphäre der Röhrenwand gleich wäre, fehlerhaft seyn; da aber diese Entfernung unmerklich ist, so kann auch der gesammte Irrthum nicht anders als unmerklich seyn. Die Formeln gelten also ohne Ausnahme in allen Fällen.

Sind die Querschnitte verschiedener prismatischer Röhren ähnliche Figuren, so ist der Inhalt b dem Quadrate des Umfangs c proportional, und also die Höhe h diesem Umfange umgekehrt proportional. Eine leichte Folgerung hieraus ist, daß in prismatischen Röhren, deren Querschnitte reguläre, um einerley Kreis beschriebene Polygone sind, h gleich groß ist, oder daß in ihnen das Flüssige sich zu einerley mittlern Höhe erhebt.

Gellert hat einige Beobachtungen über das Aufsteigen des Wassers in prismatischen Glasröhren mit rectangulären und dreyeckigen Grundflächen angestellt*), und fand, daß bey ähnlichen Grundflächen die Höhen den ähnlich liegenden Seiten umgekehrt proportional sind, wie das unsere Formeln ergeben. Er glaubte auch schließen zu dürfen, daß das Wasser in rectangulären und trian-

*) Mémoires de l'acad. de Petersbourg. Tom. XII.

gulären Röhren von gleichen Grundflächen gleich hoch stiege; doch entscheidet er hierüber nicht völlig. Er führt nicht genug Data an, um die Beobachtungen mit der Theorie vergleichen zu können; indessen giebt diese, wenn die eine Grundfläche ein Quadrat, die andere ein gleichseitiges Dreyeck ist, und beide von gleichem Inhalte sind, die Höhen wie $2:\sqrt[4]{3^3}$, oder beynahe wie 7:8.

Ist das Prisma *rechteckig*, und die größere Seite der Basis $= a$, die andere sehr klein $= l$, so ist $b = al$ und $c = 2(a+l)$, folglich

$$h = \left(1 + \frac{l}{a}\right)q.$$

Für den Fall also, da a sehr groß gegen l ist, hat man $h = q$: oder, zwischen zwey einander sehr nahen und *parallelen Ebenen* steigt das Flüssige sehr nahe so hoch, als in einer cylindrischen Röhre von gleicher Materie, wenn die Entfernung der Ebenen von einander dem Halbmesser des Cylinders gleich ist. Eine Regel, die wir schon oben §. 9. gefunden haben.

In diesen Formeln bezeichnen q und h die *mittlere Höhe* der verschiedenen Punkte der Oberfläche; diese Höhe ist also verschieden von der Höhe desjenigen Punkts der Oberfläche des Flüssigen, der in der Achse einer verticalen cylindrischen Röhre liegt, und diese letztere Höhe ist nicht genau dem Durchmesser der Röhre umgekehrt proportional. Wenn das Flüssige die Wände

der Röhre vollkommen nass macht, wie Wasser und Alkohol das Glas bepetzen, so muß man, um eine GröÙe zu erhalten, die dem Durchmesser der Röhre umgekehrt proportional ist, zu der Höhe in der Achse der Röhre noch ein Sechstel des Durchmessers der Röhre addiren. Ist nämlich die Höhe in der Achse der Röhre $= q$, und der Halbmesser der Röhre $= l$, so ist das Volumen des bis zum niedrigsten Punkte der Oberfläche erhobenen Flüssigen $= \pi l^2 q$. Nimmt man nun an (wie man in diesem Falle nach §. 12. darf), der oberhalb dieses Punkts liegende Meniscus sey durch eine hohle Halbkugel begrenzt, so ist das Volumen des Meniscus $= \frac{1}{3} \pi l^3$, also das Volumen der ganzen Säule $= \pi l^2 (q + \frac{1}{3} l)$. Dieses Volumen muß dem Umfange der Basis $= 2\pi l$ proportional seyn; also muß $l(q + \frac{1}{3} l)$ eine in verschiedenen cylindrischen Röhren constante GröÙe seyn; und folglich ist die GröÙe $q + \frac{1}{3} l$ dem Durchmesser der Röhre umgekehrt proportional.

Man denke sich eine *heberförmig gekrümmte* Glasröhre, deren kürzerer Schenkel ein Haarröhrchen, der längere Schenkel dagegen so *breit* ist, daß er ein ansehnliches Gefäß bildet. Gießt man in dieses Gefäß *Alkohol*, so erhebt dieser sich im Haarröhrchen über das Niveau im GefäÙe, und fährt fort, sich zu erheben, wenn man mehr Alkohol in das Gefäß eingießt, indem der Unterschied der Höhe im Haarröhrchen und im GefäÙe so lange gleich bleibt, bis der Alkohol das Ende

des Haarröhrchens erreicht hat. Führt man, nachdem er zu dieser Höhe gestiegen ist, noch fort, Alkohol in das Gefäß zu gießen, so wird die Oberfläche im Haarröhrchen immer weniger und weniger concav, und wenn im Gefäße die Oberfläche in einerley Niveau mit dem Ende des Haarröhrchens gekommen ist, so wird die Oberfläche im Haarröhrchen eben und horizontal seyn.

Nun haben wir oben (§. 12.) gesehen, daß, wenn die Wirkung des Glases auf ein Flüssiges größer ist, als die Wirkung der Theilchen des Flüssigen auf einander, eine Schichte des Flüssigen sich an die Wände des Glases anlegt, und einen neuen Körper bildet, dessen Attraction gegen das Flüssige mit der Wirkung der flüssigen Theilchen auf einander einerley ist. Bey Flüssigkeiten, die das Glas vollkommen befeuchten, kann man daher die Wirkung des Glases auf das Flüssige, der gegenseitigen Einwirkung der Theilchen des Flüssigen gleich setzen. In dem Falle, wenn das Niveau im Gefäße gerade durch die Oeffnung des Haarröhrchens geht, verhält sich dann also alles eben so, als wenn in einem größern Gefäße, worin Alkohol im Gleichgewicht steht, eine unbestimmte Masse Alkohol sich zum Theil in eine feste Masse verwandelt, und ein Haarröhrchen gebildet hätte; in welchem sich etwas flüssiger Alkohol in Verbindung mit dem übrigen nicht consolidirten Alkohol befände. Offenbar würde in diesem Falle das Gleichgewicht unverändert,

und die Oberfläche im Haarröhrchen horizontal, und mit der andern Oberfläche im Niveau bleiben. Es ist folglich nicht allgemein wahr, daß die Oberfläche des Alkohols mit den Wänden des Glasgefäßes alle Mal einerley Winkel bildet, sondern dies gilt nur, so lange das Ende der Wände nicht erreicht ist; in diesem letztern Falle bleibt offenbar die Wirkung der Wände auf das Flüssige nicht mehr dieselbe.

Fährt man immer noch fort, Alkohol in das Gefäß einzugießen, nachdem er schon das Niveau des Endes der Haarröhre erreicht hat, so entsteht am Ende des Haarröhrchens ausserhalb ein Tropfen, der immer convexer, und endlich eine Halbkugel wird; und wenn dies geschieht, so ist der Alkohol im Gefäße gerade so hoch über der durch das Ende des Haarröhrchens gehenden Horizontalebene gestiegen, als er Anfangs, ehe er das Ende des Haarröhrchens erreichte, in diesem sich über dem Niveau des Alkohols im Gefäße erhoben hatte. Denn der Druck, welcher von der Convexität des Tropfens in dem Falle herrührt, ist gleich der saugenden Kraft (*Suction*), welche in dem andern Falle durch die Concavität bewirkt wird. Gießt man endlich noch etwas Alkohol in das Gefäß, so verschwindet der Tropfen; er fängt nämlich an, sich zu verlängern, und muß in den Punkten seiner Oberfläche barsten, wo der Krümmungshalbmesser sich vergrößert.

Ähnliche Erscheinungen zeigen sich an einer Säule Alkohols, die in einer gläsernen verticalen Haarröhre hängt. Der Alkohol bildet am untern Ende der Röhre einen Tropfen, der desto convexer wird, je länger die flüssige Säule in der Röhre war. Wenn der Tropfen eine Halbkugel ist, so findet man die Länge der Säule doppelt so groß, als die Höhe, zu welcher sich der Alkohol in dieser Röhre erhebt, wenn sie mit dem untern Ende in ein Gefäß voll Alkohol getaucht wird. Nimmt man die flüssige Säule noch länger, so verbreitet sich der Tropfen über die untere Grundfläche der Röhre, und es entsteht ein neuer Tropfen, der immer convexer wird, und endlich eine Halbkugel bildet, deren Durchmesser dem äußern Durchmesser der Röhre gleich ist; und wenn dann die Säule im Gleichgewichte ist, so ist ihre Länge so groß, als die Summe der Höhen, welche der Alkohol in zwey Röhren erreichen würde, deren eine den innern Durchmesser, die andere den äußern Durchmesser der Röhre zum innern Durchmesser hätte. Giebt man der flüssigen Säule im Innern der Röhre eine noch größere Länge, so tropfelt etwas von dem Flüssigen weg. — Alle diese Resultate bestätigt die Erfahrung.

L. Betrachtung des Falles, wenn in einem Haarröhrchen zwey verschiedene Fluida über einander stehen, und Versuche von Hn. Gay-Lussac.

16. „Wenn sich in einem Gefäße verschiedene Flüssigkeiten in horizontalen Schichten über

„einander befinden, und man hat in diese Flüssig-
 „keiten eine gerade, prismatische, senkrecht ste-
 „hende Röhre mit ihrem untern Ende eingetaucht:
 „so übertrifft das Gewicht des in der Röhre wirk-
 „lich enthaltenen Flüssigen das Gewicht desjenigen
 „Flüssigen, welches die Röhre ohne Einwirkung der
 „Haarröhrenkraft enthalten würde, um eben so
 „viel, als das Gewicht des Flüssigen beträgt, wel-
 „ches sich in der Röhre über das Niveau in dem
 „Falle erheben würde, wenn sich in dem Gefäße
 „nur das einzige Flüssige befände, in welchem sich
 „das untere Ende der Röhre befindet.“ Dann of-
 „fenbar wirkt auf das Flüssige, welches das untere
 „Ende der Röhre berührt, die Röhre und dieses
 „Flüssige selbst eben so, als wenn die andern Flüs-
 „sigkeiten nicht vorhanden wären; die übrigen in
 „der Röhre enthaltenen Flüssigkeiten sind um
 „etwas Merkliches von der untern Basis derselben
 „entfernt, daher die Einwirkung der Röhre auf sie
 „gar nichts beytragen kann, um sie zu heben oder
 „nieder zu drücken; und was die gegenseitige Wir-
 „kung dieser Flüssigkeiten eine auf die andere betrifft,
 „so würde sie sich offenbar aufheben, wenn alle zu-
 „sammen eine feste Masse bildeten, welches sich an-
 „nehmen ließe, ohne daß dadurch das Gleichge-
 „wicht gestört werden würde. „Hieraus folgt, daß,
 „wenn man ein Haarröhrchen mit seinem untern
 „Ende in ein Flüssiges eintaucht, und dann eine
 „andere Flüssigkeit, die über die erstere stehend
 „bleibt, in das Haarröhrchen gießt; das Gewicht

„beider Flüssigkeiten, welche in der Röhre über dem Niveau angehoben sind, eben so groß seyn muß, als das Gewicht des ersten, Anfangs allein darin enthaltenen Flüssigen.“

Die Oberfläche des zu oberst stehenden Flüssigen muß in diesem Falle offenbar eben dieselbe seyn, als in dem Falle, wenn die Röhre in ein bloß mit diesem Flüssigen gefülltes Gefäß getaucht würde; da hingegen, wo beide Fluida sich berühren, haben sie eine gemeinschaftliche Oberfläche, deren Gestalt anders ausfallen wird, als wenn jedes Fluidum sich einzeln in der Röhre befände; und es ist interessant, diese Gestalt zu bestimmen.

Wir wollen zu dem Ende annehmen, die innere Oberfläche der eingetauchten Röhre sey ein gerader, verticaler und sehr enger Cylinder. In diesem Falle kann man sowohl die gemeinschaftliche Oberfläche beider Flüssigkeiten, als auch die Oberfläche, welche jede einzeln in der Röhre annehmen würde, als Kugelsegmente von verschiedenen Halbmessern ansehen. Es sey ω der Winkel, welchen die Oberfläche des obren Flüssigen mit der innern Röhrenwand macht; ω' eben dieser Winkel, den das untere Flüssige mit der innern Röhrenwand machen würde, wenn es allein in der Röhre wäre; und ϑ der Winkel, welchen die gemeinschaftliche Oberfläche beider Flüssigkeiten mit der Oberfläche der Röhre bildet. Dabey ist zu bemerken, daß diese Winkel nicht diejenigen sind, welche die verschiedenen Oberflächen an den Be-

rührungspunkten mit der Röhrenwand machen, sondern daß darunter, wie mehrmahls erwähnt worden, die Winkel verstanden werden, welche Tangential-Ebenen, die an der Grenze der Wirkungsphäre der Röhre an die Oberfläche gelegt sind, mit der Röhrenwand bilden. Wir wollen mit K und H für das obere Flüssige eben das bezeichnen, was diese Buchstaben in §. 1. (S. 43.) bedeuteten; und mit K' und H' dieselben Größen für das untere Flüssige. Endlich mögen K , und H , das bedeuten, was aus K und H wird, wenn man nicht die Wirkung des obern Flüssigen auf sich selbst, sondern seine Wirkung auf das untere Flüssige betrachtet; da dann, weil Wirkung und Gegenwirkung gleich sind, K , und H , zugleich auch das bedeuten muß, was aus K' und H' wird, wenn man die Wirkung des untern Flüssigen auf das obere betrachtet. Man denke sich nun einen unendlich engen, längs der Achse der Röhre fortgehenden, dann sich unter der Röhrenwand hin krümmenden, und an der Oberfläche im Gefäße sich endenden Kanal. In diesem Kanale wird das oben stehende Flüssige erstlich mit einer Kraft $= K - \frac{H \cdot \cos. \alpha}{l}$ an seiner obern Fläche nach unten zu getrieben, wenn l den innern Halbmesser der Röhre bedeutet, und zweytens an der gemeinschaftlichen Oberfläche beider Flüssigkeiten mit einer Gewalt $= K + \frac{H \cdot \cos. \beta}{l}$ aufwärts getrieben, wegen der Wirkung des obern Fluidums auf

sich selbst; und *drittens* wird es hier mit einer Kraft $= K_1 + \frac{H_1 \cos. \vartheta}{l}$ niederwärts getrieben, wegen der Einwirkung des untern Flüssigen auf das obere. Das obere Flüssige des Kanals wird also nieder gezogen mit einer Kraft

$$= K_1 + \frac{(H_1 - H) \cos. \vartheta}{l} - \frac{H \cos. \omega}{l}.$$

Dagegen wird das unten stehende Flüssige niederwärts gezogen, *erstlich* wegen der Einwirkung dieses untern Flüssigen auf sich selbst, mit einer Kraft

$$= K' - \frac{H' \cos. \vartheta}{l}; \text{ zweitens wegen der Wirkung des obern Flüssigen auf dasselbe mit einer Kraft } = -K_1 + \frac{H_1 \cos. \vartheta}{l}; \text{ also überhaupt mit der Kraft}$$

$$= K' - K_1 + \frac{(H_1 - H') \cos. \vartheta}{l}.$$

Die *gesammte* auf das Flüssige im Kanale wirkende Kraft ist also

$$= K' + \frac{(2H_1 - H - H') \cos. \vartheta}{l} - \frac{H' \cos. \omega}{l}.$$

Wäre das untere Flüssige allein vorhanden, so wäre diese Kraft $= K' - \frac{H' \cos. \omega'}{l}$. Da nun aber das Gewicht des in der Röhre enthaltenen Flüssigen in beiden Fällen einerlei ist, wie wir gezeigt haben, so müssen diese Kräfte gleich seyn; wir haben folglich

$$\frac{H \cos. \omega}{l} = \frac{H' \cos. \omega'}{l} + \frac{(2H_1 - H - H') \cos. \vartheta}{l}$$

und also

$$\cos. \vartheta = \frac{H' \cos. \omega' - H \cos. \omega}{H + H' - 2H_1}.$$

Bezeichnet man mit \bar{H} den Werth, welchen H erlangt, wenn man die Wirkung des obern Flüs-

sigen auf die Materie der Röhre betrachtet, und mit \bar{H}' das, was aus H' wird, wenn man die Wirkung, des untern Flüssigen auf die Materie der Röhre betrachtet, so ist $2\bar{H} - H = H \cdot \cos.\varphi$ und $2\bar{H}' - H' = H' \cdot \cos.\varphi'$ *), und

$$\cos.\vartheta = \frac{2\bar{H} - 2\bar{H}' + H - H'}{H + H' - 2H_1}.$$

Ist aber ϑ bekannt, so findet man nach den im Vorigen vorkommenden Lehrsätzen leicht die Differentialgleichung für die gemeinschaftliche Oberfläche bei jeder Weite und Figur der Röhre, und ϑ ist noch immer der Winkel, den eine an die gemeinschaftliche Oberfläche beider Flüssigkeiten an der Grenze der merklichen Wirkungssphäre der Röhrenwand gelegte Tangential - Ebene mit der Röhrenwand macht.

Diese Formeln setzen eigentlich voraus, daß die Flüssigkeiten die Wände der Röhre nicht vollkommen befeuchten. Wir haben gesehen (§. 12.), daß, im Fall die Wirkung der Röhre auf das Flüssige größer ist, als die Wirkung der flüssigen Theilchen auf einander, die Röhrenwand sich mit einer Schichte des Flüssigen überzieht; sind also mehrere Flüssigkeiten in der Röhre enthalten, welche alle sie vollkommen befeuchten, so bilden diese innerhalb der Röhre verschiedene Schichten, bei denen die strenge Anwendung der Formeln wegfällt.

Wir

*) Diese Gleichungen folgen aus §. 13, wo $2\zeta - \zeta' = \zeta' \cdot \cos.\varphi$ gefunden wurde. Br.

Wir wollen hier nur eine Glasröhre betrachten, welche *Wasser* und *Queckfilber* enthält, und annehmen, die Röhrenwände wären sehr befeuchtet und mit einer sehr dünnen Wasserschicht überzogen. In diesem Falle kann man, die Röhre selbst als aus Wasser bestehend ansehen, und hat $H_1 = \overline{H'}$ und $\overline{H} = H$. Es wird also $\cos.\vartheta = -1$ und $\vartheta = \pi$; das heisst, die Oberfläche des Queckfilbers wird convex und beinahe eine Halbkugel, wenn die Röhre sehr enge ist. Man kann sich von diesem Resultate auch durch Anwendung derjenigen Schlüsse überzeugen, durch welche in §. 12₂ bewiesen wurde, dass die Oberfläche des Flüssigen in einer sehr engen Röhre eine convexe Halbkugel wird, wenn die Wirkung der Röhre auf das Flüssige unmerklich ist.

Nach dem Vorigen ist, wenn man auf die Wirkung der Schwere nicht Rücksicht nimmt, die *Depression des Queckfilbers* $= -\frac{H' \cos.\vartheta'}{gl} = \frac{H - 2H_1}{gl}$, wenn man die auf der Oberfläche stehende Wassersäule nicht mit in Betrachtung zieht. Ist die Höhe dieser Säule $= b$ und des Queckfilbers Dichtigkeit $= D$, die des Wassers $= 1$, so wird die Depression des Queckfilbers

$$= \frac{H - 2H_1}{gl} + \frac{b}{D}.$$

Wäre eben diese Röhre mit *Alkohol* befeuchtet, und man nennt H die Wirkung des Alkohols

auf das Queckfilber, $'b$ die Höhe der Alkoholsäule, welche über die Oberfläche des Queckfilbers steht, und $'D : 1$ das Verhältniß der specifischen Schwere des Queckfilbers zu der des Alkohols, so wird jetzt die Depression des Queckfilbers

$$= \frac{H' - 2'H}{g'} + \frac{'b}{'D}.$$

Da die Wirkung der Wassertheilchen auf einander viel größer ist, als die der Alkoholtheilchen auf einander, wie wir bald sehen werden, so ist es wahrscheinlich, daß die Wirkung des Wassers auf das Queckfilber größer ist, als die des Alkohols auf dasselbe, oder $'H < H'$, und dieser Unterschied müßte bei Versuchen merklich werden.

Herr Gay-Lussac hat sich bemühet, diesen Unterschied zu bestimmen. Er bediente sich einer sehr befeuchteten Glasröhre, deren innerer Durchmesser mit Hülfe des Gewichts der sie füllenden Queckfilbersäule sehr genau bestimmt, und = 1,29441 Millim. gefunden war. Er tauchte diese Glasröhre mit dem untern Ende in Queckfilber, und ein Mittel aus zehn nahe übereinstimmenden Versuchen gab ihm die Depression des Queckfilbers = 7,4148 Millim. Das Queckfilber hatte bei seinem Eintritte in die Röhre etwas von dem an den Wänden hängenden Wasser auf seiner Oberfläche gesammelt, und die Länge der so gebildeten Wassersäule war = 7,730 Millim.; die Beobachtungen wurden bei 17°,5 Temperatur angestellt *). Die

*) Wahrscheinlich nach der hunderttheiligen Skale. Br.

wahre, um das Gewicht dieser Wassersäule verminderte, Depression des Queckfilbers war also $= 6,8464$ Millim., und dieses ist für diese Flüssigkeiten der Werth von $\frac{H - 2H_1}{gl}$.

Als Herr Gay-Lussac dieselbe Röhre mit Alkohol vom specifischen Gewichte $= 0,81971$ benetzt hatte, fand er abermahl aus zehn wenig verschiedenen Beobachtungen die Depression des Queckfilbers $= 8,0261$ Millim., und die Länge der oberhalb stehenden Alkoholsäule $= 7,4735$ Millim.; die Temperatur war $17^{\circ},5$. Diese Beobachtung giebt $\frac{H - 2H_1}{gl} = 7,5757$ Millim., und dieser Werth ist, wie es voraus zu errathen war, merklich grösser, als er bei Wasser und Queckfilber sich gefunden hatte.

Herr Gay-Lussac hat auch die Krümmung der concaven Oberfläche des Queckfilbers in der vorigen Röhre beobachtet, indem er den Pfeil derselben mafs *), und er hat diesen eben so gefunden, wie bei der hohlen oberen Fläche des Wassers und des Alkohols; diese Oberflächen sind also unter einander gleich, und zwar bilden sie Halbkugeln von eben dem Durchmesser wie die Röhre, der vorher gehenden Theorie entsprechend.

„Wenn ein Gefäß von unbestimmter Grösse nur zwei verschiedene Flüssigkeiten enthält, und

*) Vergl. S. 27.

„man taucht eine gerade prismatische Röhre vertikal in dasselbe so unter, daß das obere Ende derselben sich in dem einen, das untere Ende in dem andern Flüssigen befindet, so ist das Gewicht der durch die Haarröhren-Kraft innerhalb der Röhre erhobenen Masse des untern Flüssigen über das Niveau desselben im Gefäße, gleich der Summe von dem Gewichte eines gleichen Volumens des obern Flüssigen, und dem Gewichte derjenigen Masse des untern Flüssigen, welche sich in diesem Prisma über das Niveau erheben würde, wenn es kein zweites Flüssiges in dem Gefäße gäbe; weniger dem Gewichte der Masse des obern Flüssigen, welche sich in demselben Prisma über das Niveau erheben würde, wenn dieses Flüssige sich allein in dem Gefäße befände, und das untere Ende der Röhre darin eingetaucht wäre.“

Um dieses zu beweisen, muß man bemerken, daß die Wirkung der Röhre und des *untern* Flüssigen auf den in der Röhre enthaltenen Theil dieses Flüssigen eben so groß ist, als wenn sich dieses Flüssige allein im Gefäße befände, daß also dieser Theil des Flüssigen in beiden Fällen gleich stark aufwärts gezogen wird, und zwar mit einer Kraft, die dem Gewichte desjenigen Volumens eben dieses Flüssigen gleich ist, welches sich in der Röhre über das Niveau erheben würde, wenn es das einzige Flüssige in dem Gefäße und der Röhre wäre. Auf gleiche Weise ist die Kraft, mit welcher das

zuoberst stehende und im obern Theile der Röhre enthaltene Flüssige durch die Röhre und das die obere Oeffnung umgebende Flüssige niederwärts gezogen wird, gerade so groß, als die aufwärts gerichtete Kraft in dem Falle, da bloß das zuoberst stehende Flüssige vorhanden, und die Röhre mit dem untern Ende darin eingetaucht wäre; und diese Kraft ist also gleich dem Gewichte desjenigen Theiles des obern Flüssigen, welches sich in diesem letztern Falle in dieser Röhre über das Niveau erheben würde. Endlich wird das gesammte in der Röhre, oberhalb dem Niveau des untern Fluidums, enthaltene Flüssige niederwärts gedrückt durch sein eigenes Gewicht, hingegen aufwärts durch das Gewicht einer gleich hohen Säule des obern Flüssigen. Vereiniget man diese Kräfte, so findet man gerade, was der Lehrsatz angiebt. Durch ähnliche Schlüsse läßt sich ohne Schwierigkeit bestimmen, wie die Sache sich verhalten würde, wenn noch mehrere Flüssigkeiten in dem Gefäße vorhanden wären.

M. Noch einige Theoreme und einzelne Bemerkungen.

17. Wir haben bisher immer die untere Basis der prismatischen Röhre, gleich viel, von welcher Figur sie sey, als horizontal angesehen; aber wenn sie auch *geneigt* ist, so wird doch die vertikale Attraction der Röhre und des sie umgebenden Flüssigen gegen die in der Röhre enthaltene Masse die-

selbe seyn, als wenn die Basis horizontal wäre, und es muß in beiden Fällen das Gewicht der über das Niveau erhobenen flüssigen Masse gleich seyn. Stellt man sich nämlich, wie wir schon oben thaten, die innere Oberfläche der prismatischen Röhre in das Fluidum verlängert vor, so daß die Anfügung wegen ihrer unendlich dünnen Wände die Wirkung des umgebenden Flüssigen auf das in der Röhre enthaltene Flüssige nicht ändert; so ist es einleuchtend, daß, wenn man die erste Röhre in unendlich kleine vertikale Säulen zerlegt, jede dieser Säulen eben so die Erhebung des Flüssigen im Innern beider Röhren zu bewirken strebt, als wenn die Basis horizontal wäre. Die Summe dieser Wirkung ist also auch hier $\equiv 2pc$.

„Wenn die prismatische Röhre, welche mit ihrem untern Ende in das Flüssige eines unbegrenzten Gefäßes eingetaucht ist, eine *Neigung* gegen den Horizont hat, so ist das Volumen des in der Röhre über das Niveau erhobenen Flüssigen, multiplicirt mit dem Sinus des Neigungswinkels der Röhrenwände gegen den Horizont, immer gleich groß, bei jeder Neigung der Röhre.“ Dieses Produkt drückt nämlich das parallel mit den Seitenwänden zerlegte Gewicht des über das Niveau erhobenen Flüssigen aus, und eben dieses so zerlegte Gewicht muß der Einwirkung der Röhre und des äußern Flüssigen auf das in der Röhre enthaltene Flüssige das Gleichgewicht halten.

Da nun diese Kraft dieselbe bleibt, bei jeder Neigung der Röhre, so bleibt auch die mittlere vertikale Höhe über dem Niveau bei jeder Neigung der Röhre ungeändert.

„Wenn man in ein hohles rechtwinkliges und senkrecht stehendes Prisma ein anderes rechtwinkliges Prisma von gleicher Materie senkrecht stellt, und diese verbundenen Prismen mit dem untern Ende in ein Flüssiges taucht, so ist das Volumen V des in dem Zwischenraume zwischen beiden Prismen über das Niveau erhobenen Flüssigen =

$$V = \frac{2\ell - \ell'}{2D} \cdot (c + c') = \frac{1}{2}lq \cdot (c + c'),$$

„wenn nämlich c den Umfang der innern Grundfläche des weitem Prismas, und c' den Umfang der äußern Grundfläche des kleinern Prismas bedeutet.“ Ein Theorem, dessen Beweis sich aus dem Vorhergehenden ohne Schwierigkeit führen läßt.

Sind die Grundflächen beider Prismen ähnliche Polygone, deren homologe Seiten parallel und gleich entfernt von einander sind, so ist, wenn man diesen Abstand $= l$ nennt, die Basis des zwischen beiden Prismen enthaltenen Raumes $= \frac{1}{2}l \cdot (c + c')$; und wenn h die mittlere Höhe des erhobenen Flüssigen bedeutet, so ist

$$V = \frac{1}{2}hl \cdot (c + c'), \text{ also hier } h = q.$$

Das heißt, die mittlere Höhe des gehobenen Flüssigen

figen ist so groß, als die Höhe, welche eben dieses Flüssige in einer cylindrischen Röhre vom Halbmesser $= l$ erreichen würde. Aber auch allgemein läßt sich der Beweis aus §. 13. führen. Man könnte auch bestimmen, was erfolgen müßte, wenn die Prismen ganz oder zum Theil in ein mit mehreren Flüssigkeiten gefülltes Gefäß eingetaucht wären.

„Sind in dem Falle, von welchem das vorige Theorem handelte, die Prismen von *verschiedenen Materien*, und nennt man ρ für das größere und ρ_1 für das kleinere Prisma, das, was wir vorhin mit ρ bezeichneten, so wird

$$V = \frac{(2\ell - \ell')c}{\rho D} + \frac{(2\ell - \ell')c'}{\rho_1 D}.$$

„Bedeuteten also q und q_1 die Höhen, zu welchen das Flüssige in zwei sehr engen cylindrischen Röhren vom Halbmesser l , die aus diesen Materien bestehen, sich über das Niveau erhebt, so ist auch

$$V = \frac{1}{2}l \cdot (qc + q_1c'), \text{ und folglich } h = \frac{qc + q_1c'}{c + c'}.$$

Auch hierfür läßt sich der Beweis aus dem Vorigen leicht führen. Man muß bemerken, daß q , q_1 negativ werden für Materien, welche in Haarröhrchen niedriger stehen, als das Niveau des umgebenden Flüssigen. — Wie man Formeln bestimmt für den Fall, daß das Fluidum zwischen *Ebenen* von mehrern verschiedenen Materien eingeschlossen wäre, läßt sich leicht übersehen.

Das vorige Theorem ergibt, daß das Volumen V des durch die Haarröhren - Kraft an der äußern Seite eines prismatischen Körpers erhobenen Flüssigen, in welches jener Körper mit seinem untern Ende eingetaucht ist,

$$V = \frac{(2\epsilon - \epsilon') c}{\epsilon D} = \frac{1}{2} l q c$$

seyn muß, wenn c den horizontalen Umfang des Prisma's bedeutet. Dieses Volumen drückt die von der Haarröhren - Kraft herrührende Gewichtszunahme des Prisma aus. „Im Allgemeinen ist die „von der Haarröhren - Kraft herrührende Gewichtszunahme eines Körpers von willkürlicher Figur, „gleich dem Gewichte des durch diese Kraft über „das Niveau erhobenen Flüssigen; wird hingegen „das Flüssige unter das Niveau herab gedrückt, so „verwandelt sich die Vermehrung des Gewichts „in Verminderung. Folglich ist die gesamte „Verminderung des Gewichts eines Körpers in „einem Flüssigen gleich dem ganzen Gewichte „des Flüssigen, welches der Körper aus der Stelle treibt, theils dadurch, daß er selbst einen „Raum unterhalb des Niveau's füllt, theils dadurch, daß er vermöge der Haarröhren - Kraft „einen Raum um sich leer macht.“ Dieser Satz umfaßt, wie man sieht, das bekannte hydrostatische Gesetz über die Gewichts - Verminderung eingetauchter Körper; man erhält nämlich dieses, wenn man wegläßt, was von der Haarröhren - Kraft herrührt, und der Einfluß dieser ver-

schwindet öhnehin bei vollständiger Untertauchung gänzlich.

Um diesen Lehrsatz zu beweisen, wollen wir uns einen vertikalen Kanal vorstellen, der weit genug sey, um den Körper und das ganze Volumen des merklich gehobenen oder durch die Haarröhren-Kraft niedergedrückten Flüssigen zu fassen. Dieser Kanal gehe Anfangs innerhalb des Flüssigen niederwärts, krümme sich dann horizontal und endlich wieder aufwärts, behalte aber überall gleiche Weite. Offenbar muß beim Gleichgewichte das Gewicht der in beiden vertikalen Armen des Kanals enthaltenen Massen gleich seyn, und es muß folglich der Körper durch sein Gewicht den vermöge der Haarröhren-Kraft um ihn entstehenden, leeren Raum compensiren; oder, wenn die die Haarröhren-Kraft das Flüssige erhebt, so muß er durch seine specifische Leichtigkeit das Gewicht des gehobenen Flüssigen mit ersetzen. Im ersten Falle hebt also die Haarröhren-Kraft den Körper, und dieser kann daher schwimmen, wenn auch sein specifisches Gewicht das des Flüssigen übertrifft. Im zweiten Falle trägt die Haarröhren-Kraft bei, den Körper in das Flüssige zu versenken.

Man denke sich ein rechteckiges sehr schmales Prisma, dessen Höhe $= h$, Länge $= a$, und Breite $= l$ ist, so auf ein Flüssiges gelegt, daß die größere Seite desselben, a , horizontal sey, und wir wollen annehmen, dieser prismatische Körper

drücke das Flüssige unter sich nieder. Es sey q die mittlere Vertiefung des Flüssigen unter dem Niveau in einer cylindrischen Röhre vom Halbmesser $= l$, die aus der Materie des Prisma's besteht. Wir wollen endlich mit iD die Dichtigkeit des Prisma's bezeichnen, mit D die Dichtigkeit des Flüssigen, und mit x die Tiefe, bis zu welcher das Prisma sich unterhalb des Niveaus erstreckt. Die vorigen Theoreme ergeben für den Zustand des Gleichgewichts folgende Gleichung.

$$gD \cdot ax + gD \cdot lq (a + l) = igD \cdot ahl,$$

weil nämlich in diesem Falle der am Umfange leer bleibende Raum $= lq \cdot (a + l)$ ist. Dieses giebt

$$x = ih - q \cdot \left(1 + \frac{l}{a}\right).$$

So lange also $h < \frac{q \left(1 + \frac{l}{a}\right)}{i - 1}$ ist, sinkt das Pris-

ma nicht ganz in dem Flüssigen unter, selbst wenn i größer als 1, das heisst, das Prisma specifisch schwerer als das Flüssige ist. Hierin liegt der Grund, warum *feine Stahl-Nadeln*, die durch einen Firniss oder durch eine kleine sie umgebende Luftschicht vor dem Nasswerden gesichert sind, an der Oberfläche des Wassers schwimmend bleiben. Legt man zwei solche gleiche Cylinder horizontal und parallel so auf das Wasser, dass sie sich berühren und etwas neben einander vorbeireichen, so bemerkt man, dass der eine über den anderen gleitet, um ihre Enden in einerlei Niveau

zu bringen. Dem wegen der Haarröhren-Kraft ist das Flüssige an dem Ende, wo einer dieser Cylinder den andern berührt, mehr niedergedrückt, als am andern Ende; die Basis am letztern Ende leidet also mehr Druck als am erstern, und jeder Cylinder strebt folglich, sich mehr und mehr mit dem andern zu vereinigen; und weil beschleunigende Kräfte Körper, die einmahl aus dem Zustande des Gleichgewichts gekommen sind, immer über den für das Gleichgewicht passenden Zustand hinaus treiben, so werden die Cylinder wechselseitig bei einander vorbei rücken und Oscillationen machen, die wegen des Widerstandes, den sie leiden, allmählich abnehmen und endlich verschwinden; und wenn so das Gleichgewicht hergestellt ist, sind die Enden der Cylinder im Niveau.

18. Die vorigen Untersuchungen zeigen, daß diese meine *neue Methode*, die Wirkung der Haarröhren-Kraft darzustellen, auf eine ganz einfache Weise zu eben den Resultaten führt, als meine *frühere Theorie*. Die Methode, welche ich in dieser Theorie [im ersten Haupttheile] dargestellt habe, hat aber doch einige ihr eigenthümliche Vorzüge. Sie lehrt die Natur der Oberfläche eines in einem haarröhren-artigen Raume enthaltenen Flüssigen kennen, und zeigt deutlich, daß in sehr engen cylindrischen Röhren diese Oberfläche sehr nahe kugelförmig ist, und daß folglich die Höhen der verschiedenen Punkte dieser Oberfläche über

dem Niveau sehr wenig verschieden sind. Auch läßt sich aus ihr folgern, daß, wenn *mehrere* Röhren von einerlei Materie mit ihrem untern Ende in dasselbe Flüssige eingetaucht werden, dieses Flüssige sich in ihnen allen gleich hoch erheben muß, wenn ihre Gestalt in dem Theile, wo das erhobene Flüssige sich befindet, gleich ist, der übrige Theil der Röhre mag, wie man will, gestaltet seyn. Dieses folgt nämlich nothwendig aus dem Gleichgewichte des Flüssigen in einem unendlich engen, längs der Achse jeder Röhre hingehenden, und dann unterhalb gekrümmten und an der Niveaufläche sich endenden Kanale; denn wenn die Röhren in dem Theile, in welchem das Flüssige sich darin erhebt, gleich geformt sind, so muß die Oberfläche des Flüssigen in der Röhre, und folglich die Wirkung des Flüssigen auf den Kanal, in den verschiedenen Röhren gleich seyn, und in allen diesen Kanälen ist Gleichgewicht vorhanden, wenn es in einem derselben Statt findet.

In einer Röhre von *ungleichförmiger Weite* kann es mehrere Fälle geben, für welche das Gleichgewicht bestehen kann. Schmelzt man z. B. ein engeres Haarröhrchen oben an ein weiteres an, so lassen sich die Durchmesser und die Längen oder Höhen beider Röhren so abmessen, daß bei vertikaler Lage derselben das Flüssige, welches sich bei dem Zustande des Gleichgewichts oberhalb des Niveau's befindet, einmahl bloß einen Theil der weitern Röhre erfüllt; zweitens aber, wenn es so

hoch steht, daß es die engere Röhre erreicht und zum Theil füllt, es hier zum zweiten Male zum Gleichgewichte gelangt. Verengert sich ein Haarröhrchen durch unmerkliche Uebergänge allmählich, so sind die verschiedenen Zustände des Gleichgewichts in demselben abwechselnd, der eine dauerhaft, der andere nicht (*stables et non stables*). Gleich Anfangs strebt das Flüssige, sich in der Röhre zu erheben; dieses Streben nimmt mit dem wirklichen Ansteigen der Oberfläche ab, verschwindet für den Zustand des Gleichgewichts, und wird darüber hinaus negativ, oder das Flüssige strebt dort, sich zu senken, und folglich ist dieses erste Gleichgewicht dauernd, weil das Flüssige, wenn man es etwas von diesem Zustande entfernt, dahin zurück zu kehren strebt. Führt man fort, das Flüssige mehr in der Röhre zu erheben, so nimmt wieder das Bestreben, zu sinken, ab, und wird Null für den zweiten Zustand des Gleichgewichts; darüber hinaus wird er positiv, das Flüssige strebt anzusteigen, und dieses Gleichgewicht ist also nicht Stand haltend. So würde, wenn man fortführe, der dritte Gleichgewichtszustand wieder dauerhaft seyn, der vierte nicht, und so weiter.

Endlich hat uns die Vergleichung beider Methoden das Verhältniß kennen gelehrt, worin die Größen ρ und ρ' , oder was auf eins hinaus kommt, die beiden Größen $\frac{1}{2}H$ und $\frac{1}{2}H'$ zu einander stehen, und zwar wird dieses Verhältniß vermittelt

des Winkels ω gegeben, welchen die Tangential-Ebenen, die an der Oberfläche des im Haarröhrchen enthaltenen Flüssigen an der Grenze der Wirkungssphäre der Röhrenwand gelegt werden, mit der Röhrenwand macht. Diese Gröſsen stellen die *Kräfte* dar; von denen die haarröhren-artigen Erscheinungen abhängen. Sie werden zwar durch die Attractionskräfte der Körpertheilchen bestimmt, von denen sie bloß Modificationen sind; sind aber unvergleichlich viel kleiner als diese Attractionskräfte selbst, welche, wenn sie mit ihrer ganzen Energie wirken, die *chemischen Verwandtschaften* ausmachen. Wenn für verschiedene Körper das Gesetz; wie Attraction von der Entfernung abhängt, einerlei wäre, so würden, wie wir schon bemerkt haben, die Werthe von ρ und ρ' den respectiven Intensitäten ihrer Attractionskräfte proportional seyn, nämlich den beständigen, aber bei verschiedenen Körpern ungleichen, Coefficienten, in welche die gemeinschaftliche Function der Entfernungen, durch die das Gesetz der Attraction dargestellt wird, multiplicirt ist.

„Die Werthe von ρ und ρ' beziehen sich dann auf gleiche Volumina und nicht auf gleiche Massen.“ Um dieses zu zeigen, wollen wir zwei Haarröhrchen von einerlei Halbmesser und von verschiedener Materie annehmen, worin aber ein Flüssiges sich auf einerlei Höhe erhebt. Wir wissen aus dem Vorigen, daß, wenn man in diesen Röhren zwei gleiche, unendlich kleine,

Volumina nimmt, die gegen das innere Flüssige einerlei Lage haben, ihre Wirkung auf dieses Flüssige ganz gleich seyn wird. Um also das Verhältniß der Attractionen bei gleichen Massen zu haben, muß man die Werthe von ρ durch die respectiven Dichtigkeiten der Körper dividiren.

Hieraus folgt, „dass sich also die Werthe von ρ , ρ' und ω mit der Temperatur verändern müssen.“ Wir wollen als Beispiel ein gläsernes Haarröhrchen annehmen, welches mit seinem untern Ende in ein das Glas vollkommen befeuchtendes Flüssiges, z. B. in Alkohol, getaucht ist. Die Höhe, bis zu welcher dieses Flüssige sich bei der Temperatur $= 0$ in der Röhre über das Niveau erhebt, sey $= q$, und bei wachsender Wärme vermindere sich die Dichtigkeit in dem Verhältnisse $1 - \alpha$ zu 1. Stellen wir uns nun einen längs der Achse des Haarröhrchens hingehenden, äußerst engen, Kanal vor, so wird die Wirkung des Meniscus, welcher oberhalb einer durch den niedrigsten Punkt der Oberfläche gelegten Horizontal-Ebene liegt, aus zwei Gründen vermindert. Erstlich, weil die Dichtigkeit des Meniscus geringer wird, nimmt seine Attraction in eben dem Verhältnisse ab; denn man muß natürlich annehmen, dass bei einerlei Substanz auch diese Attraction im Verhältnisse der Dichtigkeit stehe, so wie man es bei der Wirkung der Luftarten auf das Licht durch äußerst

ferst genaue Versuche wirklich gefunden hat. Zweitens vermindert sich die Wirkung des flüssigen Meniscus auf den Kanal offenbar mit der Dichtigkeit des im Kanal enthaltenen Flüssigen. Wegen dieser vereinigten Ursachen wird also der Werth von H im Verhältnisse des Quadrates der Dichtigkeit des Flüssigen vermindert, also in dem Verhältnisse $(1 - \alpha)^2 : 1$. Aber H , mit dem Halbmesser l der Röhre dividirt, giebt die Wirkung des Meniscus auf den Kanal an, welcher dem Gewicht des gehobenen Flüssigen das Gleichgewicht halten muß, und dieses Gewicht ist gleich dem Volumen, in die Dichtigkeit und Schwerkraft multiplicirt. Bedeutet also q' die Höhe über dem Niveau bei irgend einer Temperatur, welcher die Dichtigkeit $= 1 - \alpha$ zugehört, wenn die Dichtigkeit $= 1$ ist für die Temperatur $= 0$, so ist

$$\frac{H}{l} = gq \text{ und } \frac{H}{l} (1 - \alpha)^2 = g \cdot q' (1 - \alpha)$$

also

$$q' = q \cdot (1 - \alpha);$$

oder die Erhebung desselben Flüssigen in einerlei Röhre, bei verschiedenen Temperaturen, ist der Dichtigkeit proportional. Auf die Ausdehnung der Röhre durch die Wärme nehmen wir hier nicht Rücksicht; da diese den innern Durchmesser der Röhre vergrößert, so vermindert sie die Höhe des gehobenen Flüssigen. Man kann also

für Flüssigkeiten, die, wie der Alkohol, eine vollkommene Flüssigkeit zu besitzen scheinen, den Lehrsatz fest setzen: „dass die Höhe, um welche ein Flüssiges, das die Röhrenwände vollkommen benetzt, sich im Haarröhrchen bei verschiedenen Temperaturen über das Niveau des umgebenden Flüssigen erhebt, in directem Verhältnisse der Dichtigkeit des Flüssigen und im umgekehrten des Halbmessers der Röhre steht.“

III.

Gleichzeitige Nachricht

von

*einem bisher übersehenen Meteorsteine
aus dem vorigen Jahrhunderte.*

Die Mittheilung der sehr kleinen und wegen ihres Alters nicht wenig interessanten Flugschrift, welche ich hier wörtlich abdrucken lasse, verdanke ich Herrn Gehler, Doctor der Arzneikunde und Chirurgie in Leipzig, einem Neffen des allgemein hoch geschätzten Schriftstellers, dessen physikalisches Wörterbuch zu den vorzüglichsten Werken Deutschlands in diesem Fache gehört. Das Ganze sind zwei Quartblätter. Der Titel nimmt die erste Seite ein; das Schreiben die drei andern Seiten. Ein mit sogenannten Krähenfüßen und verschieden gestalteten Häkchen und Rundungen bedecktes längliches Ellipsoid, welches auf dem Titelblatte abgebildet ist, soll wahrscheinlich den Wunderstein vorstellen, wiewohl demselben auf dem Titel selbst eine andere Gestalt beigelegt wird; am Schlusse befindet sich ein Buchdrucker - Stock mit Löwenköpfen.

Weder in dem chronologischen Verzeichnisse der Meteorsteine, und in den Nachträgen, die Hr. Chladni im 15. und im 29. Bande dieser *Annalen* gegeben hat, noch bei den HH. von Ende oder Blumenbach, noch an einer der vielen Stellen, wo in diesen *Annalen* von den ältern Meteorsteinen die Rede ist, — wird dieses Schriftchens oder des Meteorsteins gedacht, von welchem es handelt. Bei der großen Seltenheit dieser

Paar Blätter hielt ich es der Mühe werth, sie ganz und unverändert hierher zu übertragen. Dem Leser wird es nicht entgehen, wie richtig der Verfasser des Schreibens die Erscheinung aufgefaßt, und wie genau er den Meteorstein aus eigener Ansicht beschrieben hat. Dafs er es als etwas ganz Bekanntes ansieht, dafs „die Donner-Keile gemeiniglich so auszusehen pflegen“, scheint mir vorzüglich bemerkenswerth zu seyn; auch erinnert in der That die Gestalt des Ortenauer Meteorsteins, „wie ein Hundskopf ohne Ohren“, und die schwarze Rinde desselben, an das, was die Alten von den Bätynen erzählen, und was Hr. Doctor Münter in Kopenhagen in seiner Vergleichung der Bätynen der Alten mit den Steinen, welche in neuern Zeiten vom Himmel gefallen sind (in diesen *Annalen* B. XXI. S. 51.), von der Gestalt der von den Alten göttlich verehrten Steine, die höchst wahrscheinlich ebenfalls Aërolithen waren, gesammelt, und auf eine sehr unterrichtende Art zusammen gestellt hat. Die originelle Hypothese, welche der Urheber dieses Schreibens, der sich weder nennt noch näher charakterisirt, über den Ursprung der Steine, welche aus der Luft herab fallen, seiner Erzählung beifügt, mangelt noch in den Tabellen, welche die HH. I z a r n, Thomson und andere über die verschiedenen Meinungen von den Meteorsteinen gegeben haben. Es läfst sich indess von dieser Hypothese nicht einmahl rühmen, dafs sie über alles Schwierige mit einem einzigen Sprunge hinweg führe: denn der böse Geist und sein Anhang würden, das erste Mahl wenigstens, die Aërolithen umsonst auf Erden haben sammeln wollen, da bekanntlich kein terrestrisches Fossil ihnen gleicht.

Gilbert.

**Wahrhaftige
C O M M U N I C A T I O N
und**

*Mittheilung ,eines beweglichen Schreibens aus
der Ortenau*

vom 27 Febr. dieses 1671 Jahrs,

einen aus der Luft, nach entstandnem erschröcklichen
Winde-Sausen und Brausen, anderthalb Schuh tieff in
die Erde gefahren zehenpfündigen, einen rechten
Hunds-Kopff ohne Ohren präsentirenden Stein,
betreffend.

*Den Frommen zur Ursach Erfindung
Den Bösen zur Straffe Ankündung.*

[Hier die Figur des Steins.]

*An dem Himmel, auf der Erden, in der Luft und in dem
Meer.*

*Siht man unerhörte Zeichen. Christen-Mensch! dich doch be-
kehr,*

*Lass von deinem Sünden-Greul, wann Gott völlig wird,
aufwachen*

*Wird Er dir sonst den Process unerhört erschröcklich ma-
chen.*

Gedruckt im Jahr Christi 1671.

*Extract Schreibens aus der Ortenau von 27. Febr.
Anno 1671.*

MEin hochgeehrter Herr! betreffend das plötz-
liche und entsetzliche Wunder-Getöls so in hie-
figer Nachbarschafft kurtzverwichner Zeit gehört
worden, davon von jungen und alten, hohen und
niedern viel gesagt wird, und der Herr gewisse
Nachricht verlangt, hat es damit diese eigentliche
und gründliche Beschaffenheit; Dienstags den 27.

dito als der Himmel umb den Mittag zimlich klar:
 und allein die Sonn mit einem geringen schwartzen
 Gewölck überzogen gewesen, wurde aus derselben
 Gegend erstlich ein starcker Knall gleich einem
 doppelten Carthaunen-Schuß: und gleich auff
 denselbigen ein Geklöpf geöhret, als wann eine
 starcke Salve aus Musqueten oder Doppelhacken
 gegeben worden were, ohne das man etwas von
 Plitz oder Feuerzeichen in der Luft gesehen het-
 te; In selbigem Moment haben die Leute hin und
 wider in dem Feld und welche etwan sonst der Or-
 ten jrgendhin über Land gewandelt, und zwar auf
 3. 4. 5. auch mehr Stundwegs weit voneinander,
 über ihnen etwas durch die Luft erschröcklich
 Saufen und Bräusen hören, gleichfamb als wanns
 lauter Stück-Kugeln gewest weren, wesswegen
 sich etliche voller Schrecken geduckt etliche aber
 aus gehlinger Furcht gar zu Boden gefallen, dar-
 under auch sonst hertzhafter Männer gewesen;
 Under andern beteuert ein Metzgers Knecht so da-
 mals über den Kniebis gereiset, sehr hoch, das
 etwas über ihm hinaus gefahren, gleich einer
 glüenden Kugel, davon er gleichfals nidergefallen,
 und sich eine gute Zeit nicht besinnen können, ein
 anderer so bey Ober-Kirch eben an einem Hag
 gemacht, sahe an einem Ort ins Feld, der Krantz-
 schollen genannt, etwas von Grund über sich sprit-
 tzen, gieng folgend mit noch einem andern doch
 nicht ohne Grausen hinzu, und als sie ein Loch da-
 selbst funden, gruben sie hernach und erhuben ei-

nen Stein nur anderthalbe Schuh tieff in der Erden stecket, welchen ich wol befehn, der wigt zehen Pfund und ist seiner geringen Gröffe nach zimlich schwer, auswendig gantz schwartz und inwendig grau, wie sonst die Donner-Keil gemeinlich zusehen pflegen, seine Form gleichet sich bey nahe einem Hunds-Kopff ohne Ohren, ist etwas löhenicht gleich wie mit Fingern hinein gedruckt, wie die Steine so theils Orten im Mergelboden zu wachsen pflegen; Dafs dieser nun wie andere Donner-Stein im Lufft generirt worden, werde ich mich schwerlich überreden lassen, weil er ein mineralisch Ertz zu haben scheint, und nicht wie andere dergleichen Stein die frisch bekommen werden, nach dem sie herunder gefallen, nach Schwefel gerochen oder heifs gewesen; Sondern will vielmehr zugeben dafs diese Steine, weil man sie an unterschiedlichen Orten so weit voneinander gehöret, noch vielmehr gewest, und dafs sie aus Verhängnis Gottes vom bösen Geist und seinem Anhang auff Erden gesamlet; in die Lüffte geführt und von dannen wider herunder zerstreut worden; lasse doch sonst einen jeden seine Meinung, auch denen so es vor ein Zorn-Zeichen des Höchsten halten: und etwas Künfftigs daraus wegen der feinern Türcken Hertzen und grimmigen Hundes-Art, die sie gegen das teure Christen-Blut zu verüben pflegen prognosticirn möchten; Sonsten höret man nicht dafs (Gott lob) ohne den Schrecken so einige davon eingenommen, jrgends ein Schade

weder an Menschen, Viehe, Gebäuden oder Bäumen dardurch geschehen; Hat also der Herr hiermit die gründliche Wahrheit dieser Geschichte. Sollte über Kurtz oder Lang etwas weiters Schreibwürdiges sich ereignen, werde ichs gleichfalls fleißig zu berichten nicht unterlassen. Bey Beschließung dics wird gesagt, daß die Innwohner des Oesterreichs; Dorffs Zusenhausen, ein Stund gehens von Ober-Kirch abgelegt, auch einem solchem Stein von neun Pfunden bekommen haben sollen.

*O du sichres Menschen-Kind! Sihestu nicht diesen Steine
Der dir deine Art des Hertzens Augenscheinlich stellen für,
Die steinharte Türcken-Hunde bellen! sonst vor deiner Thür.
Schlag dics Zeichen nicht in Wind, sondern deine Sünd beweine.*

E N D E.

IV.

U e b e r
den Ursprung der Meteorsteine.

Auszug aus einem Schreiben des Hrn. Patrin an Hrn.
Délametherie *).

Sie kennen das groſſe Werk, welches Hr. Thom-
son im Jahre 1807 in London unter dem Titel:
System der Chemie, bekannt gemacht hat, und
das Herr Riffault jetzt in das Französische über-
setzt. Ich sehe mit Vergnügen, daß der gelehrte
Verfasser desselben der Chemie in den Natur-Er-
scheinungen eine groſſe Stelle anweist, welches
auch immer meine Meinung gewesen ist. Beson-
ders habe ich in meinen Schriften über die mehre-
ren geologischen Phänomene diese als groſſe che-
mische Operationen behandelt, welche von einem
organisirenden Princip dirigirt und modificirt wer-
den, dem, was in den Thieren und in den Pflan-
zen vorgeht, analog. Ich habe auf diese Art be-
sonders die Bildung der vulkanischen Materien zu
erklären gesucht, durch eine chemische Verbin-
dung der gasförmigen, im Innern der Erde circuli-
renden, Flüssigkeiten, welche durch die *minerali-
sche Assimilation* zu Steinen und Metallen werden,
denen ähnlich, von welchen man annimmt, daß

*) Zusammen gezogen aus dem Journ. de Phys. Mai 1809.
Gilbert.

sie auf *nassern Wege* gebildet worden sind *). Ich bin der erste **), der die Wirkungen der *Assimilation* in dem kennen gelehrt hat, was man das *Mineralreich* nennt; ein Name, der auf der Meinung beruht, daß es eine scharfe Grenzlinie zwischen den Thieren, den Pflanzen und den Mineralien giebt. Daß eine solche zwischen den Thieren und den Pflanzen nicht vorhanden ist, hat man schon anerkannt; in mehreren Artikeln des angeführten natur-historischen Wörterbuchs habe ich gezeigt, daß wir in der That nur ein einziges Naturreich haben, und daß die *Assimilation* in den großen mineralischen Massen eben so wohl, als in Thieren

*) Herr Patrin citirt hierbei seine Gedanken über die *Vulkane*, nach Gründen der pneumatischen Chemie, welche im Maihefte des J. 1800 des *Journ. de Phys.* stehen, und die ich dem Leser in diesen *Annalen*, Jahrg. 1800, St. 6., oder B. V. S. 191, in einem Auszuge mitgetheilt habe. Er scheint auf diese Gedanken noch immer einen großen Werth zu legen. Das Urtheil, welches ich über sie damals geäußert habe: „Ein Aufsatz voller Phantasie, der, wenn er gleich der neuern pneumatischen Chemie gewaltig vor springt, und in so fern hyperchemisch wird, doch nicht ohne alles Verdienst ist, sollte er auch nur als Warnung dienen, das von Hrn. Patrin gewählte Motto aus einem Aufsatze Alex. von Humboldt's: „*Il est tems de rapprocher la Géologie de la Physique et de la Chimie*, nicht mißzuverstehen,“ — dieses Urtheil möchte ich auch jetzt noch wiederholen, ob gleich Herr Patrin seitdem seine Hypothese durch die einer *mineralischen Assimilations-Kraft* (von der sich in jenen Gedanken nichts findet) zu unterstützen und weiter auszubilden gesucht hat.

Gilbert.

**) Man sehe den Artikel *Assimilation minérale* in dem *Nouveau Dictionnaire d'Histoire naturelle*. • Patrin.

und Pflanzen Statt findet. Ich habe zugleich nachgewiesen, daß die großen geologischen Phänomene ein Resultat der *Organisation der Erdkugel* sind, welche, wie ich mehrmahls wiederholt habe, nicht die Organisation eines Thiers, auch nicht die einer Pflanze, sondern die *einer Welt* ist; das heißt, von der Art, daß sie die Körper dieser Klasse zu den allgemeinen und besondern Functionen, die ihnen angewiesen sind, geschickt macht. Uebrigens wissen Sie sehr wohl, daß diese Körper, die uns so groß scheinen, nur Atome auf der unendlichen Stufenleiter der Natur sind.

Diese Theorie läßt sich so leicht auf das Entstehen der Meteorsteine übertragen, daß ich keinen Augenblick Anstand nehme, die Bildung dieser Steine für vollkommen identisch mit der Bildung der Massen anzunehmen, welche die Vulkane auswerfen, das heißt, für eine chemische Verbindung verschiedener luftförmiger Flüssigkeiten. Zu dieser Meinung habe ich mich bekannt,* so bald es hinlänglich dargethan war, daß jene steinigen Massen wirklich aus der Atmosphäre herab gefallen sind. — — Herr Thomson rechnet mich im 6. Bande seines Systems zu denen, welche die Meteorsteine für metallische Massen halten, die der Blitz an dem Orte, wo wir sie finden, geschmolzen habe. In so gute Gesellschaft er mich indess stellt, so muß ich mich doch von ihr trennen. Denn diese Meinung hatte ich nur, als es noch nicht bewiesen war, daß diese steinigen Massen

wirklich aus der Luft gefallen sind, und bis dahin war es unmöglich, eine andere Meinung zu haben. Seitdem aber dieser Beweis geführt ist, schreibe ich ihnen denselben Ursprung als den übrigen Meteoriten zu, wie das schon der Name *Meteorsteine* bezeichnet, dessen ich mich seitdem immer bedient habe. — — *)

Ich finde in dem *Journal de l'Empire*, 23. Juli 1808, daß Herr Guidotti, Prof. der Chemie und Naturgeschichte zu Parma, bei Gelegenheit seiner Analyse des Meteorsteins, der am 19. April 1808 in dem Departement des Taro herab gefallen ist, die Meinung äußert, „daß die Erden und Metalle von der Erde in die Atmosphäre circuliren, „wohin sie von einigen der bekannten, und von „andern noch unbekannten, Flüssigkeiten geführt „werden.“ Herr Guidotti scheint also anzunehmen, daß diese Erden und diese Metalle schon ganz gebildet in der Erde vorhanden waren, und

*) Herr Patrin führt dieses hier sehr umständlich aus; ich übergehe es, da die Aktenstücke, auf die er sich bezieht, in diesen Annalen enthalten sind. Nämlich 1) seine *Bemerkungen gegen den bekannten Aufsatz Howard's*, die er in dem Artikel *Globes de feu* des von Détéville heraus gegebenen *Dict. d'hist. natur.* eingerückt hatte (*Annal. J. 1803*, St. 3., oder B. XIII. S. 328.), und auf die sich Hrn. Thomson's Urtheil gründet; 2) das Schreiben des Grafen von Bournon zur *Beantwortung dieser Kritik des Herrn Patrin* (*Ann. J. 1804*, St. 11., oder Band XVIII. S. 260.), und 3) sein durch dieses veranlaßtes Schreiben in dem *Journ. de Phys.* Mai 1803, worin er widerruft (*Ann. eben das. S. 268.*). Er fügt noch eine Stelle aus dem Artikel *Moufettes* des erwähnten natur-

sich nur in eine Masse zu vereinigen brauchten, nachdem sie, in kleinen Theilchen, von verschiedenen Gasarten in die Atmosphäre hinauf gehoben waren.

Ich weiß wohl, daß es jetzt die gangbare Meinung ist, in den Erzlageren oder an andern Orten, wo metallische, steinige, schweflige und ähnliche Materien sich bilden, thue die Natur weiter nichts, als daß sie diese Materien dort absetze, von denen man annimmt, daß sie schon anders wo ganz gebildet da waren. Man geht selbst so weit, dieses von Materien gleicher Art, die sich in den thierischen Körpern oder in Pflanzen finden, anzunehmen. Ich gestehe indess, daß mir eine solche Meinung eine Beleidigung der Natur zu seyn scheint. Wie! Soll diese mächtige Mutter der Wesen immer nur einer armsehligen Trödlerin gleichen, die nichts als alte Sachen vorbringt, und nie etwas Neues zu machen im Stande ist? Wer

histor. Wörterbuchs hinzu, worin folgende Stelle vorkommt: „Die entzündlichen Mofetten enthalten oft und „vielleicht immer metallische Materien aufgelöst; dieses „beweisen sehr einleuchtend die steinigen mit gediegenem „Eisen und Nickel gemengten Massen, die in Folge eines „brennenden Meteors aus der Atmosphäre herab gefallen „sind. Diese Massen sind gewiss nicht in der festen Gestalt, die sie jetzt haben, durch die Atmosphäre gezogen: die Materien, aus denen sie zusammen gesetzt sind, „sind Rückstände verbrannter Gasarten, in welche sie „aufgelöst waren, so daß sie selbst die Gasgestalt hatten.“ In dem Artikel *Pierres meteoriques* habe er diese Hypothese weiter ausgeführt.

Gilbert.

wird glauben, daß ihre Mittel eben so schwach als die andern sind, und daß sie keine andere Resultate, als wir selbst, zu erhalten vermag? Nein! eine solche Idee sey fern von uns; sie ist zu unwürdig für diesen mächtigen Minister des *Großen Wesens*: es würde kein bloßer Irrthum, es würde eine Art von Gotteslästerung seyn.

Ich bin vielmehr innig überzeugt, daß diese wunderbare Chemistin die Substanzen, welche uns die einfachsten zu seyn scheinen, und die unsern schwachen Mitteln am halsstarrigsten widerstehen, alle Augenblicke mit Leichtigkeit fabricirt und wieder zerlegt. Ich glaube, daß die feinen Flüssigkeiten, welche nie aufhören, von dem Innern der Erde in die Atmosphäre, und von der Atmosphäre in das Innere der Erdkugel zu circuliren, zugleich die Wirkungsmittel und die Elemente zur Erzeugung der mineralischen Körper, der Materie der Meteore, u. dergl. m. sind, die theils durch Verbindung jener Flüssigkeiten mit einander gebildet werden, theils durch Assimilation, durch die sie tausenderlei Modificationen erleiden, nach Verschiedenheit der Mittel, durch welche sie circuliren; eben so, wie aus dem Chylus in unserm Körper sehr verschiedene Flüssigkeiten gebildet werden, nach Verschiedenheit des Organs, dem er zugeführt wird, und das ihn den Feuchtigkeiten assimilirt, die schon darin enthalten sind.

Diese *mineralische Assimilation*, dieses mächtige und bisher verkannte Instrument der Natur,

bringt die geologischen Phänomene hervor, welche bis jetzt so viel leere Hypothesen veranlaßt haben. Durch sie erhalten so z. B. die Laven in den verschiedenen Vulkanen ein so verschiedenes Aussehen, daß einige dem Granit, andere dem Porphyr, dem Trapp, der Hornblende, dem Kiesel-schiefer, dem Pechstein u. s. f. gleichen. Man hat tausend Mal wiederholt, und wiederholt es noch, daß diese Laven diese Gebirgsarten selbst sind, welche, nachdem sie eine vollkommene Schmelzung (durch eine unbekannte und unsichtbare Kraft) erlitten haben, aus den Tiefen der Erde (durch Zauberei) heraus gekommen, und (gegen alle Gesetze der Physik) bis zu den Gipfeln der höchsten Berge angestiegen sind, und die alsdann (durch eine Art von Palingenesie) dieselbe Structur wieder angenommen haben, welche sie vor ihrer Schmelzung hatten. Ich habe in meiner Theorie der Vulkane alle diese wundervollen Annahmen widerlegt, und gezeigt, daß die einzige Art, wie sich diese Phänomene der Natur gemäß erklären lassen, ist, sie den gasförmigen Flüssigkeiten zuzuschreiben, welche aus Elementen bestehen, die fähig sind, sich zu Steinen zu verbinden, und die sich dabei den Gebirgsarten *assimiliren*, in deren Innern sie *circuliren*.

Sehen wir nicht, daß selbst in den Thieren die Flüssigkeiten, welche durch ihre Knochen *circuliren*, in diesen einen vollkommen steinartigen Charakter annehmen, indem sie sich in Knochen-

materie verwandeln, welche nichts anders als ein phosphorsaurer Kalkstein ist, ganz wie der, aus dem die Hügel in Estremadura bestehen. Die Natur liebt so ihre verschiedenen Systeme von Erzeugnissen durch Banden zu vereinigen, welche zugleich Beweise der *Einheit ihres Plans* und der Fruchtbarkeit ihrer Ausführungsmittel sind.

Laßt uns also nie den großen Grundsatz vergessen, „dafs die Natur stets sich analog ist, und „dafs sie in der ganzen Ausdehnung ihres Gebiets „nach einem vollkommen einfachen, beständigen „und gleichförmigen, Plane wirkt.“ Eine andere Regel folgt aus dieser nothwendig: „dafs nämlich „jede Hypothese und jede Annahme, die nicht auf „einer großen Analogie mit den gewöhnlichen „Operationen der Natur gegründet ist, nothwendig falsch seyn mufs.“ Jede Erklärung eines geologischen Phänomens, welche diese Bedingung nicht genau erfüllt, mufs für einen mehr oder minder scharfsinnigen Roman gehalten werden.

Wie viel Systeme hat man so z. B. nicht erdacht, um die Bildung der erzführenden *Gänge* in dem Innern der Berge zu erklären. Sie sind fast alle blofse *poetische Ideen*, indess sich diese Bildung so einfach und auf eine dem Gange der Natur so gemäfsse Weise aus der Circulation und Assimilation verschiedener Flüssigkeiten in der Rinde der Erde erklärt, wie ich das hinlänglich dargethan zu haben glaube, in dem Artikel

Filon

Filon meines *Nouveau Dictionnaire d'Histoire naturelle*.

Es war meine Absicht, Sie noch von einigen andern geologischen Phänomenen zu unterhalten, über die man Theorien aufgestellt hat, die wenig genügend sind. Doch ich schliesse diesen Brief, weil es mir sonst gehen möchte, wie dem Bischof von Cloyne, der ein Buch mit einer Abhandlung über das *Theerwasser* anfängt, und es mit metaphysischen Erörterungen beschließt. Ich möchte mich sonst auch von den Meteorsteinen in einen vollständigen Cursus der Geologie verirren; und diesen beforgen Sie selbst zu gut, als daß ich ihn nicht ganz Ihrer Sorgfalt überlassen sollte.

Patriz.

V.

V E R S U C H E

über den von Herrn Sage angekündigten Thonerde-Gehalt eines Aërolithen;

von
V A U Q U E L I N *).

Die Zerlegung der Meteorsteine hat mehrere geschickte Chemiker beschäftigt. Die Resultate, welche sie über die Natur und das Verhältniß der Bestandtheile dieser Massen erhalten haben, stimmen im Ganzen mit einander überein; doch entdeckte bei einer noch genauern Untersuchung, welche im Uebrigen diese Resultate bestätigt, Herr Laugier Chromium in den Aërolithen, und Herr Proust hat in ihnen später hin Spuren von Manganes gefunden. Es hatten sich also bisher in den Meteorsteinen folgende sieben Bestandtheile gezeigt: *Kieselerde, Eisen, Magnesia, Nickel, Schwefel, Chromium und Manganes.*

Vor Kurzen zeigte Herr Sage der ersten Klasse des National-Instituts an, der Aërolith von Salles enthalte außer diesen sieben Bestandtheilen noch Thonerde, die er glaubt auf den vierten Theil des Steins schätzen zu können. Eine so wichtige Entdeckung, welche den Chemikern, die sich

*) *Annales de Chimie, Mars 1809.*

früher mit diesem Gegenstande beschäftigt haben, entgangen seyn sollte, befremdete das Institut, und es schien zu wünschen, daß sie durch neue Versuche bestätigt würde; mit Vergnügen unterzog ich mich dem Geschäfte, diese interessante Thatsache zu verificiren, welche ein schätzbarer College angekündigt hatte.

Der Aërolith, dessen ich mich zu diesen Untersuchungen bedient habe, ist der, welcher vor Kurzem in der Gegend von Parma herab gefallen ist *), und den Herr Guidotti zerlegt hat.

Ich übergehe hier das Detail der Analyse, und bemerke nur, daß, ungeachtet ich das von Herrn Sage angegebene Verfahren genau befolgt, und meine Versuche auf mannigfaltige Art abgeändert habe, ich dennoch mehr nicht, als höchstens anderthalb Tausendstel an Thonerde entdecken konnte. Auf wenigstens 10 Grammes des Meteorsteins erhielt ich nur 0,15 Grammes Alaun, welcher nur zu einem Zehntel aus Thonerde besteht; auf 1 Gramme der Masse kommt daher mehr nicht als 0,0015 Grammes Thonerde. Ich will nicht behaupten, daß es mir geglückt sey, alle Thonerde, welche dieser Meteorstein enthält, auszuziehen, denn es ist außerordentlich schwer, sich eines Körpers bis auf die letzten Theile zu bemächtigen, besonders wenn er in einer großen Menge eines andern Körpers zerstreut ist; aber wenigstens bin

*) Siehe diese Annalen, B. XXIX, S. 109.

ich überzeugt, daß dessen, was noch zurück blieb, weniger war, als das, was ich erhalten habe.

Da ich in diesem Aërolithen nur unendlich wenig Thonerde fand, so mußte ich glauben, der Meteorstein, mit welchem Herr Sage seine Versuche gemacht hatte, sey von einer andern Natur. Ich erbat mir daher von ihm ein Stückchen des Aërolithen von Salles, um damit die Versuche zu wiederholen; allein er besaß davon nur noch ein einziges Stück, das er in Gestalt einer Vase hatte abdrehen lassen. Er hatte dagegen die Güte, mir die Produkte seiner Analyse vorzuzeigen.

Die Salze, welche er aus der Auflösung des Steins in Schwefelsäure, durch wiederholtes KrySTALLISIREN, erhalten hatte, haben eine Gestalt, welche auf den ersten Anblick verführen kann, sie für Alaun zu halten. Bei genauerer Untersuchung erkennt man indess leicht, daß es keine regelmäßigen Oktaëdern sind, wie sie dem Alaune zukommen. Auch hatten sie im Geschmacke keine Aehnlichkeit mit Alaun, sondern mit schwefelsaurem Eisen, welchem Nickel beigemischt ist. Zwar waren die KrySTALLE nicht so grün, als die des gewöhnlichen schwefelsauren Eisens; sie enthielten aber ein Uebermaß an Säure, und hatten angefangen, zu verwittern. Der Meteorstein von Salles scheint daher nicht mehr Thonerde zu enthalten, als die übrigen Aërolithen; doch wäre es vielleicht möglich, daß er eine Ausnahme machte. Die Produkte, welche Herr Sage für Alaun genom-

men hat, sind, wenigstens dem größten Theile nach, nichts anderes als schwefelsaures Eisen, dem einige Spuren von Alaun vielleicht beigemischt seyn können.

Der in der Gegend von Parma herab gefallene Aërolith besteht, wie das Herr Guidotti angegeben hat, bis auf eine Kleinigkeit, aus folgenden Substanzen:

- | |
|--|
| 1) Kieseelerde. |
| 2) Metallisches, Nickel haltendes, Eisen. |
| 3) Schwefelkies. |
| 4) Chromium in wahrnehmbarer Menge, im Zustande von chromsaurem Eisen. |
| 5) Manganes. |
| 6) Magnesia. |
| 7) Kalkerde. |
| 8) Thonerde. |
| Die drei letztern in sehr geringer Menge. |

Schon bei frühern Analysen von Meteorsteinen hatte ich selbst Spuren von Thonerde und von Kalkerde gefunden, doch so unbedeutend, daß ich glaubte, ihrer nicht erwähnen zu müssen.

Nachschrift. Bei einem nochmaligen Durchlesen des Aufsatzes des Herrn Sage glaube ich zu verstehen, (denn die Phrase ist nicht recht deutlich,) daß er aus den Aërolithen von Aigle und von Salles nicht in jenem $\frac{1}{4}$, in diesem $\frac{1}{8}$ ihres Gewichts an Thonerde, sondern an Alaun, erhalten habe. Ist dieses seine Meinung, so würde die Menge von Thonerde im erstern nur $2\frac{2}{3}$, im letztern nur $1\frac{1}{3}$ Procent betragen; aber selbst diese Menge wäre noch sehr zu vermindern, da der von Hrn. Sage erhaltene Alaun nichts weniger als rein ist.

VI.

A N A L Y S E

der zu Stannern, in Mähren, am 22. Mai 1808
herab gefallenen Aërolithen;

VON

V A U Q U E L I N *).

Diese Aërolithen gleichen, ihren äußern Eigenschaften nach, den andern bekannten. Aeußerlich umgiebt sie eine braune und gläserne Glasur; innerlich sind sie grau mit schwarzen Punkten, und zeigen an mehreren Stellen glänzende Blättchen, welche Schwefelkies zu seyn scheinen; denn der Magnet zieht sie nicht, und der ganze Stein wirkt nicht auf die Magnetnadel. Die Masse ist nicht homogen; man entdeckt in ihr mit unbewaffnetem Auge ziemlich beträchtliche Nieren, die sehr viel schwärzer als die übrige Masse sind. Das specifische Gewicht ist 3,19.

Herr Klaproth, dem eine kleine Menge dieses Minerals gepülvert zur Analyse war zugesickt worden, bemerkte, daß ihr zu Folge dieser Aërolith eine bedeutende Ausnahme von allen bisher untersuchten Meteorsteinen zu machen schei-

*) *Annales de Chimie*, Juin 1809.

ne, indem die Bestandtheile, welche er aufgefunden habe, eher auf einen verwitterten Basalt, als auf Meteorsteine, hindeuten könnten; er wünschte daher eine Beschreibung des Minerals in Masse, um sie mit der des Basalts zusammen halten zu können. Der Graf von Uxin, der ein sehr schönes Stück von diesen Aërolithen besitzt, hat eine solche Beschreibung übernommen *). Sie ist folgende:

„Die Oberfläche der Stannerschen Meteorsteine ist
 „geschmolzen und von vollkommenem Schwarz;
 „ein den Meteorsteinen eigenthümliches Kennzeichen, wodurch sie sich von allen andern Steinen
 „unterscheiden. Aeußerlich ist ihre Farbe ein
 „helles Aschgrau, welches auf dem Striche sich
 „nicht ändert. Innerlich sieht man dichtere und
 „dunklere Körner, auch enthalten sie Schwefel-
 „kies-Körner, doch in geringer Menge. Der
 „Stein fühlt sich sanft an (*la pierre est tendre*),
 „läßt sich zwischen den Fingern zerreiben, ritzt
 „Glas nicht, und giebt am Stahle keine Funken.
 „Das specifische Gewicht ist 3,19. Vor dem Löth-
 „rohre schmilzt er schwer zu einem dunkeln Glase,
 „welches der Magnet anzieht. Nach dem Exem-
 „plare zu urtheilen, welches ich besitze, und das

*) Sie hatte Hr. von Schreibers, Director des kaiserl. Mineralien-Kabinettes in Wien, in diesen *Annalen*, Jahrg. 1808, St. 7 (B. XXIX, S. 225), schon sehr genügend geliefert; und noch mehr ist das in den belehrenden Aufsätzen der HH. Scherer und von Schreibers, *Ann.* Jahrg. 1809, St. 1, geschehen.

„sich an Ort und Stelle selbst erhalten habe, unterscheidet sich der Stannersche Meteorstein von den übrigen nur dadurch, daß er eine geringere Menge von metallischen Theilen enthält. Von dem Basalte unterscheidet er sich wesentlich durch den Bruch, durch die Härte und durch den Strich.“

Von allen Meteorsteinen würde noch immer der, welcher im December 1803 bei Eggenfeld in Baiern herab gefallen ist, seinen äußern Charakteren nach, dem basaltischen Tuff aus der Gegend von Kloster-Laach am nächsten kommen. Herr Chladni besitzt davon ein Stück, das durch den Olivin (*Peridot granuliforme* Hauy's), der sich darin eingesprenkt (*difféminé*) befindet, sehr merkwürdig ist.

Herr Moser, Chemiker in Wien, hat in 100 Theilen der Stannerschen Meteorsteine folgende Bestandtheile gefunden *):

Kieselerde	46,25 Theile
Thonerde	7,12
Eisenoxyd	27
Kalkerde	12,13
Magnesia	2,50
Chromium, eine unbestimmbare Menge	
Schwefel, Wasser und Verlust	5
	100

Diese Resultate weichen von denen, welche die bisher untersuchten Meteorsteine gegeben haben, so bedeutend ab, daß Mehrere fürchteten, in die Analyse des Wiener Chemikers möchten sich Irrthümer

eingeschlichen haben; auf jeden Fall, meinten sie, verdiene diese Zerlegung wiederholt zu werden,

*) Siehe diese *Ann.* Jahrg. 1808, St. 7, S. 309. *Gilbert.*

und ich wurde namentlich von ihnen ersucht, sie zu unternehmen.

A n a l y s e.

Wenn man diesen Meteorstein mit Salzsäure behandelt, so entbindet sich sehr wenig Schwefel-Wasserstoff-Gas. Wird er heftig gegläht, so verwandelt sich seine Farbe in Blafsroth, er verliert aber nichts am Gewichte; wahrscheinlich oxydirt sich hierbei das Eisen stärker, und der Gewichtsverlust wird dadurch ersetzt.

Mit kaustischem Kali schmelzt er zu einer grünen Masse, und diese Farbe wird beim Zerrühren in Wasser noch deutlicher. Man erhält dann eine dunkelgrüne Auflösung, aus der sich, wenn sie nach dem Filtriren an der Luft steht, einige Flocken *Manganes-Oxyd* absetzen. Filtrirt man sie dann aufs Neue, so zeigt sie sich mit einem schönen Gelb, welches man für Chromium hätte nehmen sollen. Ich sättigte sie daher mit Salpetersäure, und dampfte sie bis zur Trockenheit ab; sie nahm während dieser Operation die Gestalt einer Gallerte an, wodurch sich die Gegenwart der *Kieselerde* verrieth. Die eingetrocknete salpetersaure Verbindung färbte das Wasser, worin sie wieder aufgelöst wurde, nur sehr wenig; die Kieselerde, welche sich abgesetzt hatte, war vollkommen weifs. Die Auflösung des salpetersauren Kali's gab nicht das geringste Zeichen von Chromium, ob ich sie gleich auf alle

Art, und auch stark eingedickt, prüfte, und so wohl mit Silber-, als mit Quecksilber-, und mit Blei - Auflösungen untersuchte; die gelbe Farbe der Auflösung scheint daher von ein wenig Platin hergerührt zu haben, die das Kali dem Tiegel, worin ich es mit der Steinmasse geschmolzt hatte, entzogen haben mochte,

Der Rückstand, von dem ich die grüne alkalische Flüssigkeit abfiltrirt hatte, wurde in Wasser zerrührt, und mit Salpetersäure gesättigt. Er lösete sich in ihr vollständig auf, zu einer Flüssigkeit von schönem Gelb. Diese dampfte ich bis zur Trockenheit ab, lösete den Rückstand in etwas säuerlich gemachtem Wasser auf, und filtrirte sie. Die *Kieselerde*, welche auf dem Filtrum zurück blieb, war vollkommen weiss; ich that sie zu der, welche beim vorigen Versuche abgeschieden worden war.

Die von Kieselerde befreiete salzsaure Flüssigkeit hatte eine zitronengelbe Farbe. Um sie zu zersetzen, setzte ich Ammoniak, in grossem Uebermasse, hinzu. Es erfolgte ein brauner, sehr voluminöser, Niederschlag, den ich auf ein Filtrum sammelte. Aus der ammoniakalischen Flüssigkeit, welche durch das Filtrum hindurch gelaufen war, schlug Sauerkleesäure eine grosse Menge *sauerkleesauern Kalk* nieder; ihn sammelte ich sorgfältig durch Filtriren. Das hindurch gelaufene Wasser war zwar ohne Farbe, doch dampfte ich es bis zur

Trockenheit ab, erhitze dann den Rückstand stark, um einen Theil des salzsauren Ammoniaks zu verflüchtigen, und lösete ihn wieder in Wasser auf, das ich darüber kochen liefs. Als darauf reines Kali hinzu gefügt wurde, entstand ein leichter schwarzer Niederschlag, den ich sorgfältig sammelte, und noch naß in Salzsäure auflösete. Die Auflösung war gelb; sie wurde mit ziemlich viel Wasser verdünnt, und dann mit gesättigtem kohlensauren Kali zersetzt, wobei sich einige leichte weißlich-grüne Flocken abschieden, die nur mit vieler Mühe und Sorgfalt gesammelt werden konnten. Sie löseten sich in Ammoniak auf, und färbten dasselbe blau. Diese blaue Flüssigkeit wurde abgedampft, und liefs ein wenig Oxyd zurück, das nicht gewogen werden konnte, und mit Salzsäure behandelt eine Auflösung gab, in die sich hinein gesetztes Eisen mit keiner Lage von Kupfer überzog. Es erhellet daraus mit Evidenz, daß diese kleine Menge von Oxyd *Nickel* war. Die Flüssigkeit, welche das gesättigte kohlensaure Kali enthielt, hatte ein wenig Manganes zurück behalten, zeigte aber nicht die kleinste Spur von Magnesia.

Die braune Masse, welche durch das Ammoniak war niedergeschlagen worden, liefs ich in einer Auflösung reinen Kali's kochen. Dieses entzog demselben die *Thonerde*, welche ich durch Schwefelsäure wieder abschied; sie enthielt noch eine kleine Menge Kieseelerde und Kalkerde.

Das Eisenoxyd wurde, nach dem Trocknen, mit Salzsäure behandelt, und dann die Auflösung wieder bis zur Trockenheit abgedampft; es trennte sich davon noch ein Antheil *Kieselerde*, der zu den vorigen hinzu gefügt, und zugleich mit ihnen geglüht wurde. Die Auflösung des salzsauren Eisens zersetzte ich durch gesättigtes kohlensaures Kali; die filtrirte Flüssigkeit gab beim Abdampfen noch etwas *Manganes-Oxyd*, Magnesia liefs sich aber in ihr nicht entdecken.

Da ich vermuthete, es könne sich beim Eisenoxyd noch etwas Kalkerde oder Magnesia befinden, so lösete ich es wieder in Salzsäure auf und setzte dann sauerkleeßaures Ammoniak hinzu; es erfolgte aber nur ein kleiner gelber Niederschlag, der aus sauerkleeßaurem Eisen und sehr wenig sauerkleeßaurem Kalke bestand. Dieser Rückstand wurde geglüht, dann in Salzsäure aufgelöst, und aus dieser Auflösung wurde das *Eisen* durch Ammoniak und der *Kalk* durch Sauerkleeßäure niedergeschlagen. Um aus der Auflösung, der ich sauerkleeßaures Ammoniak zugesetzt hatte, alles übrige *Eisen* niederzuschlagen, bediente ich mich des Schwefel - Wasserstoff - Ammoniaks; es gab einen gelben Niederschlag, den ich nach sorgfältigem Waschen trocknete, dann calcinirte, in Salzsäure wieder auflösete und aufs Neue durch Ammoniak fällte. Die Flüssigkeit, welche durch das Schwefel - Wasserstoff - Ammoniak war zersetzt worden, enthielt keine Kalkerde.

Es folgt aus diesen Thatfachen, daß die Stanner'schen Meteorsteine Kiesel-erde, Thonerde, Kalkerde, Eisen, Manganes, Nickel, und Schwefel enthalten; aber ich habe in ihnen weder Magnesia noch Chromium gefunden. Das Verhältniß, worin diese Bestandtheile in 100 Theilen vorhanden sind, ist folgendes:

Kiesel-erde	50 Theile
Kalkerde	12
Thonerde	9
Eisenoxyd	29
Manganesoxyd	1
Nickeloxyd, eine Spur, die sich kaum schätzen läßt auf	0,1
Schwefel, ein Atom	
	101,1

Bei einem andern Versuche, den ich mit diesem Meteorsteine gemacht habe, fand ich in demselben ziemlich merkliche Spuren von *Salzsäure* *).

Diese Resultate weichen, wie man sieht, ein wenig von denen ab, welche Hr. Moser in Wien erhalten hat. *Erstens* habe ich kein Magnesia, dagegen aber *zweitens* Nickel gefunden; ferner habe ich statt eines Verlusts eine Zunahme an Gewicht gehabt, welches nothwendig geschehen mußte, weil das Eisen sich oxydirte; und diese Gewichtszunahme würde noch bedeutender gewesen seyn, hätte ich die Menge von Schwefel schätzen können, die von dem Wasserstoff mit fortgenommen wurde.

Die Meteorsteine von Stannern sind diesem zu Folge in der That von anderer Art, als die;

*) Welche zuerst Herr Prof. Scherer in Wien in diesen Stanner'schen und in andern Meteorsteinen aufgefunden hat. *Annal. B. XXIX, S. 325.* Gilbert.

welche bisher zerlegt worden waren: Denn sie enthalten weder Magnesia noch Chromium, welche bisher in allen Aërolithen vorgekommen waren, und es findet sich in ihnen Thonerde in ziemlich beträchtlicher Menge, von der man nur Spuren in den andern Meteorsteinen aufgefunden hatte.

Dessen ungeachtet kommen diesen mährischen Meteorsteinen alle äußern Kennzeichen zu, durch die sich die Aërolithen von allen andern Körpern unterscheiden; und nach den Berichten über dieselben scheint es nicht zweifelhaft zu seyn, daß sie aus der Atmosphäre herab gefallen sind.

VII.

BESTANDTHEILE

des Smolensker Meteorsteins,
nach der Analyse

K L A P R O T H ' S.

Herr Klaproth giebt in dem *Journal für Physik, Chemie und Mineralogie*, B. 7, S. 198, (und daraus in den *Annales de Chimie*, Mai 1809,) vorläufig die Resultate seiner Zerlegung des Meteorsteins, der am 13. März 1807 im Jachnower-Kreise des Smolenskischen Gouvernements herab gefallen ist (diese *Annal.* B. XXVI, S. 238). Nach ihm wog dieser Stein 4 Pfund = 140 Berliner Pfund, und

hatte das spec. Gewicht 3,700. Seine Rinde ist gräulich-schwarz; das Innere der Masse ist hell aschgrau, erdig, mit zart eingesprengten Kiespunkten, kleinen Eisenkörnern und vielen braunen Rostflecken gemengt. In 100 Theilen sind enthalten an

gediegenem Eisen	17,60	Theile.
— Nickel	0,40	—
Kieselerde	38	—
Magnesia	14,25	—
Thonerde	1	—
Kalkerde	0,75	—
Eisenoxyd	25	—
	<hr/>	
	97	—

Der Verlust, mit Einschluss des Schwefels und einer Spur Manganoxyd, betrug also 3 Theile.

Da sich in keinem der frühern Meteorsteine bei der Zerlegung Thonerde ergeben hatte, und diese Erde in der That sehr leicht bei der Analyse entchlüpfen kann, wenn sie einem Fossil nur in so geringer Menge beigemischt ist, so prüfte Herr Klaproth auf sie ein Stück von dem *Engsheimer* Meteorsteine; und auch in ihm fand er auf 100 Theile $1\frac{1}{2}$ Theile Thonerde.

VIII.

Ueber die
Synthesis des Wassers und über das
Windbüchsen-Licht;

von

THEODOR VON GROTHUSS in Paris.

1. Herr Monge fragt, woher es kommt, daß die Substrate des Sauerstoffgas und des Wasserstoffgas sich mit einander *dadurch* vereinigen, und ihr gemeinschaftliches Auflösungsmittel, den Wärmestoff, verlassen, daß die Quantität desselben bey ihrer Verbrennung vermehrt wird. Eine solche Vermehrung des Auflösungsmittels sollte die Adhärenz desselben zum Aufgelöseten eigentlich vermehren, nicht aber vermindern, besonders da die nächste Folge von der Wirkung des Wärmestoffs auf alle Körper die Dilatation derselben ist^{*)}. Da die Compression die Elementartheile der beiden Gase und überhaupt aller Substanzen einander nähert, so vermag sie die gegenseitige Action derselben so sehr zu vermehren, daß die chemische Vereinigung eine Folge davon wird. So z. B. hat Biot ein Gemenge aus Wasserstoffgas und aus Sauerstoffgas durch eine bloß mechanische Compression in den Cylinder einer Windbüchsenpumpe zu

^{*)} Siehe *Mém. de l'Académie*, 1783, und Berthollet *Essai de Stat. chim.* T. I. p. 304.

zu Wasser verbrannt. *) Hr. Monge erklärt jenes Paradoxon mit vielem Scharffinn, indem er annimmt, daß der durch den Wärmestoff dilatirte Theil des Gasgemenges zugleich den nächstliegenden Theil desselben, der noch nicht die Temperatur errungen hat, comprimirt, und daß die Wasserproduction also doch der Effect der Zusammenpressung ist. **) Dagegen erinnerte Trembley, er sehe nicht ein, wie es möglich sey, daß der Wärmestoff zu gleicher Zeit Expansion und Compression hervorbringen könne, und zwar eine Compression, durch die er sich selbst aus dem Aggregat hinaus jage, welches er mit dem Sauerstoff und dem Wasserstoff gebildet hätte. ***) So lange man keinen Versuch hatte, der geradezu erwies, daß ein plötzlich expandirtes Gas einen so heftigen Widerstand von der Atmosphäre, oder auch von irgend einem beschränkten Raume, erleiden kann, daß der Wärmestoff gezwungen wird, daraus in Feuergehalt zu entfliehen, — so lange war Monge's Meinung doch nur eine scharfsinnige Hypothese, und Trembley's Gründe hatten ihre volle Gültigkeit. Ich glaube einen solchen Versuch anzeigen zu können, der von dem Lyoner und dem Biot'schen Versuche darin abweicht, daß in diesen die Compression, in den meinigen hingegen die plötzliche Expansion der Luft eine lebhaftere Feuererscheinung hervor bringt.

*) Diese *Annal. der Physik*, 1805, Bd. XX, St. 5, S. 99.

**) *Mém. de l'Academ.* 1788. Berthollet a. a. O.

***) *Mém. de Berlin* 1797.

2. Der Kolben einer gewöhnlichen Windbüchse erhielt neun hundert Pumpenstöße, wodurch die Luft darin so sehr verdichtet wurde, daß man den Gegendruck des Ventils fast nicht mehr durch neues Pumpen aufheben konnte. Hierauf wurde der Kolben mit seinem Schlosse und dem dazu gehörigen 3 Fuß langen eisernen Laufe versehen, und das Gewehr an einem recht finstern Orte ohne andere Vorrichtung abgeschossen. In dem Augenblicke, als sich eine Portion der eingesperren Luft mit lautem Knall expandirte, sah man eine blendend leuchtende Flamme aus dem Laufe heraus fahren, die gewiß einige in der Nähe befindliche brennbare Körper in Brand gesetzt hätte, wenn letztere nicht durch die prädominirende Wirkung der in gewaltsame Bewegung gesetzten Luft fort geschleudert worden wären. Um den Versuch zu wiederholen, mußte ich gleich nach dem ersten Abschießen den Kolben von neuem mit Luft anfüllen; denn ohne diese Vorsicht entwickelte sich aus der durch späteres Abschießen in Bewegung gesetzten Luft zu wenig Wärmestoff, als daß er die Gestalt des Feuers hätte annehmen können. Hätte man den Kolben, statt mit atmosphärischer Luft, mit einem Gemenge aus Wasserstoffgas und Sauerstoffgas in gehöriger Proportion gefüllt, so würde sich dasselbe unfehlbar entzündet und Wasser erzeugt haben.

3. Die Intensität des Phänomens hängt von zwei Bedingungen ab, nämlich von dem Bestreben

zur Elasticität der zusammen gepressten Luft, und von dem Widerstande, den sie bei ihrem Freiwerden von der Atmosphäre und von den Wänden des Büchsenlaufs leidet. Daraus folgt, daß das Phänomen in einer sehr dichten Atmosphäre, deren Dichtigkeit der der Kolbenluft gleich wäre, so wie auch in einer unendlich dilatirten Atmosphäre, ganz aufhören würde. Dann im ersten Falle erreichte die Elasticität, im letzten der Widerstand das Minimum. Dennoch glaube ich, daß die Erscheinung in einem vollkommen luftleeren Raume sogar das Maximum der Intensität erreichen kann, wenn nur dieser Raum *beschränkt* und von keinem zu großen Umfange ist, weil alsdann die Schranken des Raumes den nöthigen Widerstand leisten würden *).

4. Die physikalische Erklärung des Phänomens scheint mir folgende zu seyn. In dem Augenblicke, daß eine kleine Portion der gepressten Luft durch das geöffnete Ventil ihre Freiheit erlangt, stürzt die übrige in dem Kolben befindliche Luft mit Gewalt in den Raum, den jene vorher einnahm. Es bildet sich also nahe bei der Oeffnung eine Schlucht, in welcher die Lufttheilchen vermöge ihrer vollkommenen Elasticität und ihres allgemeinen Bestrebens durch jene Oeffnung hin-

*) Dieser Schluss ist wol nichts weniger als hypothetisch, da ihn mir die Versuche von Gay-Lussac hinlänglich zu erweisen scheinen. *Mém. d'Arcueil*, T. I, p. 181, und diese *Annalen*, J. 1808, St. 11, oder B. XXX, S. 251.

v. Gr.

durch zu dringen, auf einen Augenblick noch mehr comprimirt werden, als sie es vorher schon waren. Diese augenblickliche Compression giebt zur Entwicklung des Wärmestoffs um so mehr Gelegenheit, je begieriger dieser in dem Moment seines Freiwerdens von denjenigen Luftpartikeln absorbirt wird, die wirklich aus dem Kolben heraus fahren, und also dadurch einen gewissen Grad der Expansion erreichen können, *unter* welchem sie Wärme, *über* welchem hinaus sie hingegen Kälte erzeugen müssen. Das erstere findet in dem Experimente mit der Windbüchse Statt, wo die plötzlich expandirte Luft von der Atmosphäre und von den Wänden des Windbüchsenlaufs einen so heftigen Widerstand erduldet, daß sie gewaltsam comprimirt, und der Wärmestoff daraus in Feuerge-
 stalt heraus getrieben wird. *Die Compression ist also hier eine Folge der Expansion und Resistenz, die beide zugleich und schnell wirken, und dadurch das Feuer veranlassen.* Im Kolben der Windbüchse wird beim Abschieszen Kälte erzeugt, die sogar von außen einiger Mafsen fühlbar ist, weil, wie schon gesagt ist, die herauschießende Luft eine Portion Wärme mit sich fortreißt. Der Lauf der Windbüchse trägt hauptsächlich zur schnellen Entwicklung des Wärmestoffs bei, indem er nicht allein die Resistenz vermehrt, sondern auch bewirkt, *daß die durchschießende Luft die ganze Macht derselben in einem kleinen Bezirke erleidet.* Ohne diesen Lauf würde die Expansion den Wi-

derstand der Atmosphäre bei weitem überwiegen; es würde daher Kälte entstehen, wie das z. B. der Fall mit der Luft- und Wasserpumpe war, deren man sich sonst in Schemnitz in Ungarn bediente *).

5. Wenn man an eine Compressionsmaschine (z. B. an den Kolben einer Windbüchse) einen nicht zu grossen metallenen Cylinder, aus dem man vorher die Luft ausgepumpt hätte, befestigte, und die verdichtete Luft durch irgend einen Mechanismus in den leeren, an seiner Basis mit einer dichten Glascheibe versehenen, Cylinder hinein stürzen liesse, so würde man ohne Zweifel aus den angeführten Gründen ein helles Licht darin gewahr werden. Ich vermuthete, dass man mit diesem Instrumente nicht allein die Wasserfynthese, sondern auch noch andere interessante Versuche, anstellen könnte. Wäre in dem Luftbehälter Kohlen- oder Schwefel-Wasserstoff-Gas bis auf einen gewissen Grad verdichtet worden, so könnte man vielleicht blofs durch die plötzlich erfolgte Expansion und den darauf erlittenen Stofs der Theilchen gegen einander, die Krytallisation der Kohle und des Schwefels bewirken.

6. Trembley's Einwurf gegen Monge's Theorie des Verbrennens des Wasserstoff-Gas kann, denke ich, jetzt nicht mehr Statt finden, da ich durch einen Versuch gezeigt habe, wie ein plötz-

*) Man sehe in diesen *Annalen*, J. 1804. St. 12. oder B. XVIII. S. 412.

lich expandirtes Gas, vermöge des Widerstandes der Atmosphäre, eine Condensation bis zum Glühendwerden erfahren kann. *Die Hindernisse, die sich der Expansion entgegen stemmen, sind also die eigentliche Ursache des Gasverbrennens.* Daraus folgt, daß, wenn man diese Hindernisse ganz oder bis auf einen gewissen Grad aufhebt, das Phänomen durchaus nicht mehr hervor gebracht werden kann. Dieser letztere Satz, der unmittelbar aus dem erstern fließt, und die Wahrheit desselben noch mehr erweist, bedurfte einer genauen Prüfung, die ich durch folgenden Versuch veranstaltet habe.

7. Eine graduirte, 5 Zoll hohe, gläserne Röhre, deren Durchmesser $\frac{1}{2}$ Zoll betrug, wurde an einem Ende mit Kork und Siegellack luftdicht verschlossen. Durch den Kork ging eine stählerne, an beiden Enden mit Stahlknöpfen versehene, Nadel, welche sich hinauf und hinunter ziehen liefs, ohne daß die Luft dadurch einen Zugang ins Innere erhielt. Die Röhre wurde mit Quecksilber angefüllt und in einen Becher gestürzt, der ebenfalls beinahe einen Zoll hoch mit diesem Metalle angefüllt war. Nun wurde die Nadel in die Höhe gezogen, und 0,5 Zoll hoch atmosphärische Luft und eben so viel reines Wasserstoff-Gas in die Röhre hinein gelassen. Durch wiederholte Beobachtungen versicherte ich mich, daß der kleinste elektrische Funken, den man vom Conductor der Elektrifirmaschine auf die Stahlnadel und von dieser

auf das in der Röhre befindliche Quecksilber hin-
über springen liefs, hinreichend war, das Gasge-
menge zu entzünden, und dafs die Absorption voll-
kommen 0,3 betrug. Nachdem ich die Röhre aufs
neue mit einer gleichen Luftmenge, wie vor-
her, gefüllt, und die Nadel bis auf 3 Zoll tief her-
unter gedrückt hatte, stellte ich den ganzen Ap-
parat unter den Recipienten einer Luftpumpe, aus
dem ich die Luft so lange auspumpte, bis das
Quecksilber in der Röhre ein gleiches Niveau mit
dem in dem Becher hatte. Der Recipient war mit
einer genau schliessenden metallenen Spindel verse-
hen, vermittelt, deren man die Nadel in Verbin-
dung mit dem Conductor der Elektrifirmaschine
setzen konnte; auch war zur Ableitung der elek-
trischen Materie das Quecksilber in dem Becher,
durch einen Streif Goldpapier, in Verbindung mit
dem metallenen Körper der Luftpumpe gesetzt.
Da ich sah, dafs die Funken, die ich auf diese Art
durch das dilatirte Gas hindurch gehen liefs, gar
keine Entzündung bewirkten, so ladete ich eine
grosse Leidner Flasche, und liefs nun zu wieder-
holten Mahlen das elektrische Feuer durch die Mi-
schung schlagen; allein Trotz aller angewandten
Mühe war es unmöglich, das Wasserstoff-Gas zu
entflammen. Wenn man in den Recipienten so
viel Luft hinein liefs, dafs das Quecksilber in der
Röhre um einen Zoll höher stieg (wodurch das
primitive Volumen der Gasmischung nur um drei
Mahl vermehrt wurde), so konnte das entzündli-

che Gemenge zwar noch zum Brennen gebracht werden, allein die Flamme schien sich mit Mühe fortzupflanzen, indem sie einige Augenblicke dauerte und dann langsam verschwand, worauf das Quecksilber plötzlich in die zurück gelassene Leere hinauf sprang.

8. Da nach dem Mariotte'schen Gesetze das Volumen der Luft (in so fern die Temperatur derselben sich gleich bleibt) in umgekehrtem Verhältnisse mit dem Drucke steht, dem sie ausgesetzt ist, so ist klar, daß in unserm Versuche (der an einem Tage vorgenommen wurde, als das Barometer gerade 28 Zoll hoch stand) das angewendete entzündliche Gasgemenge einen vier Mal geringern Druck, als den der Atmosphäre, d. i., den Druck einer Quecksilbersäule von 7 Zoll, auszuüben hatte. *Diese Thatfache leitet uns also auf den wichtigen Schluss, daß bei einer Barometerhöhe von 7 Zoll, d. h., bei einem Drucke der Atmosphäre, der vier Mal geringer als der gewöhnliche ist, das Wasserstoff-Gas, wenigstens durch die elektrischen Funken unserer gewöhnlichen Maschinen, nicht mehr entzündet werden kann.*

9. Ich finde im Mittel nach De Luc's und Laplace's Methoden die Höhe, bis zu welcher man sich erheben müßte, damit das Barometer bis auf 7 Zoll hinunter fiele, ohne jedoch auf Veränderung der Temperatur und Schwere Rücksicht zu nehmen, = 34404 par. Fuß. *Wer sich also unge-*

fähr so hoch erhoben hätte, der würde sich umsonst bemühen, den brennbarsten aller Körper daselbst zu entzünden. Die Natur, die so oft ihre elektrischen Funken aus der Höhe der Wolken bis tief in unsere Erde hinunter schleudert, mag wohl vermögend seyn, die Entzündung des Wasserstoff-Gas in einer noch weit beträchtlichern Höhe zu bewirken, allein wenn wir erwägen, daß sich die Elektricität in einem sehr verdünnten Raume unmöglich in Menge ansammeln kann *), und daß die Dichtigkeit, mithin auch der Widerstand der verschiedenen Luftschichten, im geometrischen Verhältnisse abnimmt, während die Höhen im arithmetischen steigen, — so ist es gewiss, daß dieses Vermögen seine Grenzen hat, und daß es da nicht mehr Statt finden kann, wo man es bisher angenommen hatte. So z. B. können die Aërolithen und andere Meteore, von denen man weiß, daß sie ihren Ursprung außerordentlich hoch über unserer Erde haben, nicht mehr durch eine Entzündung eines mit gewissen Substanzen geschwängerten Wasserstoff Gas erklärt werden, weil man vor allen Dingen erst erweisen müßte, daß dieses Gas sich auch noch in dieser Höhe entzünden kann.

10. Im Allgemeinen läßt sich der Grundsatz aufstellen, daß kein Verbrennen des Wasserstoff-Gas mehr Statt finden kann, wenn der elektrische Funke oder auch das Feuer nicht fähig ist, den

*) Bekanntlich gehört eine sehr verdünnte Luft zu den besten elektrischen Leitern. v. Gr.

Wasserstoff und den Sauerstoff einander so sehr zu nähern, daß die respective Distanz derselben geringer wird, als der Radius ihrer gegenseitigen Affinitätsphäre. Dieses Nähern geschieht, wie wir gesehen haben, durch die vereinte Wirkung der Expansion und Resistenz. Da unsere Atmosphäre nicht ganz $\frac{1}{4}$ Sauerstoff-Gas enthält, welches in einer drei Mal beträchtlichern Quantität Stickstoff-Gas und einer geringen Portion Kohlensäure gleichförmig vertheilt ist, so liefs sich schon *a priori* einsehen, daß, wenn man die Entzündlichkeit einer aus reinem Sauerstoff- und Wasserstoff-Gas bestehenden Knallluft verhindern wollte, diese um desto stärker dilatirt werden müßte, je mehr Berührungspunkte sich alsdann in der Affinitätsphäre befinden würden. Auch habe ich wirklich gefunden, daß das Volumen eines solchen Knall-Gas beinahe sechzehn Mal vermehrt werden mußte, ehe es aufhörte, von dem Funken der zum vorigen Versuche gebrauchten Leidner Flasche entzündet zu werden. Wenn das Volumen nur um zwölf Mal vermehrt war, so konnte man die Flamme zwar deutlich bemerken, jedoch zeigte sie sich anders als bei dem gewöhnlichen Drucke der Atmosphäre *). Sie erschien am obern Ende der Glasröhre mit rosenrothem Lichte, und er-

*) Das Sauerstoff-Gas war zu diesem Versuche aus Braunstein, das Wasserstoff-Gas aus Zink und Schwefelsäure entwickelt, die Röhre war über 8 Zoll hoch, und nur ein halber Zoll war mit der reinen Knallluft angefüllt.

leucht dasselbst schon, als sie in der Mitte noch fortbrannte, und am untern Ende noch gar nicht hingelangt war. Das Queckfilber veränderte seinen Stand nicht eher, als bis das letzte rosenfarbene Flämmchen unmittelbar über demselben verschwand; dann aber sprang es plötzlich in die zurück gelassene Leere. Es scheint also, als wenn die Absorption, durch den erzeugten Wasserdampf und die erhöhte Temperatur des noch brennenden Gas, genau compensirt würde, so daß sich der leere Raum nicht eher bilden kann, als bis die Flamme völlig erloschen ist.

11. Die zu einem Barometerstande von $\frac{28}{10}$ Zoll = 1 Zoll 9 Linien gehörende Höhe finde ich; wenn ich sie wie die vorige berechne, = 70140 par. Fuß. In dieser Höhe würde man also das Wasserstoff-Gas selbst dann nicht mehr entzünden können, wenn unsere Atmosphäre aus lauter Sauerstoff-Gas bestände, ja ich zweifle sogar, daß es in der Gewalt der Natur steht, diese Entzündung unter solchen Umständen zu bewirken.

12. Es war interessant, zu wissen, welche Wirkung die Elektrizität auf die bis zur Unentzündlichkeit dilatirte Knallluft äußern würde, wenn man ihre Einwirkung eine gewisse Zeit lang dauern ließe. Statt also den Schlag einer Leidner Flasche, wie in den vorigen Versuchen, durch das expandirte Gasgemenge gehen zu lassen, verband ich die metallene Spindel des Recipienten mit dem

Conductor der Elektrirmaschine (7.), die über eine Stunde lang umgedreht wurde. Das Resultat dieser mehrmahls, sowohl mit Sauerstoff-Gas als auch mit atmosphärischer Luft, angestellten Untersuchung war kürzlich folgendes.

1) Dafs der höhere Quecksilberstand, nachdem das Gleichgewicht der Luft unter dem Recipienten wieder hergestellt war, alle Mahl eine Verringerung des Volumens der Knallluft anzeigte.

2) Dafs die Entzündung desselben Knallgas, bei dem gewöhnlichen Drucke der Atmosphäre, eine doppelt so grofse Absorption bewirkte.

3) Dafs aber dennoch der Rückstand von 1. sich selbst durch den stärksten elektrischen Funken (ungeachtet des wieder hergestellten Drucks der Atmosphäre) nicht mehr entzünden noch merklich vermindern liefs.

4) Dafs der Phosphor in diesem Rückstande auch dann nicht leuchtete, wenn man ihn mit Hülfe einer von ausen angebrachten glühenden Kohle darin schmelzen liefs.

15. So sehr ich mich nun auch Anfangs berechtigt glaubte, aus diesen Resultaten auf eine hierbei vorgegangene Synthesis schliessen zu können (besonders, indem ich mich an die von Wurzer u. a. behauptete Transmutation der Wasserdämpfe im Stickstoff erinnerte), so gelang es mir doch, dem trügerischen Scheine dadurch zu entgehen, dafs ich auf die Absorption Rücksicht nahm,

die der Phosphor *nach einigen Stunden* in dem un-
 entzündlichen Rückstande bewirkte; die, wenn
 man sie mit der durch den elektrischen Strom be-
 werkstelligten zusammen addirte, *ziemlich genau*
 der in dem angewandten Gas enthaltenen Menge
 von Sauerstoff-Gas entsprach. Die Unentzünd-
 lichkeit des Gasresiduums läßt sich daher aus der
 Disproportion der zum Brennen tauglichen Gase,
 und aus der Gegenwart einer zu grossen Menge
 Stickgas erklären, welches vorher schon in den
 angewandten Luftarten enthalten war, und auch
 wohl zum Theil aus dem Queckfilber aufgestiegen
 seyn konnte. Während die Elektrizität anhaltend
 auf das ausgedehnte Knallgas wirkt, verbindet sich
 der grösste Theil des Sauerstoffs mit einer Portion
 Wasserstoff *langsam und ohne Entzündung* zu Was-
 ser; die geringe Menge des übrig bleibenden Sauer-
 stoff-Gas befindet sich nun in einer verhältnissmä-
 ßig zu grossen Menge Wasserstoff-Gas und Stick-
 gas gleichförmig vertheilt. Dieses vollkommen elä-
 stische Vehiculum weicht dem elektrischen Funken
 von allen Seiten aus, und verhindert dadurch, daß
 jene zum Brennen tauglichen Luftpartikeln den
 Widerstand erfahren, der zu ihrem Verbrennen
 um so nothwendiger ist, je weniger Berührungs-
 punkte sich in der Affinitätsphäre befinden.

14. Wir haben gesehen, daß das Wasserstoff-
 Gas, wenn es in gehöriger Proportion mit Sauer-
 stoff-Gas gemengt ist, sechzehn Mahl, hingegen
 wenn es in demselben Verhältnisse mit atmosphäri-

schere Luft vermischt ist, nur vier Mal verdünnt zu werden braucht, um seine Entzündlichkeit zu verlieren. Hieraus lässt sich auch noch für die Eudiometrie ein wichtiger Schluss ziehen, nämlich, dass die Reinigkeit einer zu prüfenden Luft (d. h., die darin enthaltene Sauerstoff-Gas-Quantität) im Verhältnisse mit der Ausdehnung steht, die diese Luft, wenn sie mit einer bestimmten Menge Wasserstoff-Gas gemischt ist, erfahren muss, um ihre Entzündbarkeit zu verlieren.

Zum Schluss will ich nur noch anmerken, dass die wichtige Rolle, welche der Druck der Atmosphäre in dem Phänomene der Verbrennung spielt, von den Physikern bis jetzt übergangen ist. Man sah zwar auf die chemische, nicht aber auf die physische Wirkung der Atmosphäre. Ohne diese letztere würden wir allenfalls die Säuerung, nicht aber die flammende Verbrennung kennen, selbst die der festen Körper nicht, welches letztere aus dem Gesagten und aus den Worten Newton's erhellt: „*Flamma est fumus candens.*“ Der Wärmestoff wirkt auf die brennbaren Substanzen, indem er die Theilchen derselben expandirt; eben das thut die Elektricität. Der Druck der Atmosphäre wirkt hingegen durch ihren Widerstand, der sich der Expansion entgegen stemmt. Beide Kräfte vereint bringen denjenigen Effect hervor, der zur Verbrennung nothwendig ist, d. i., die Compression.

Z U S A T Z.

Zwei Bemerkungen des Herausgebers.

1. Von dem Lichte, welches einige Physiker beim Abschießen einer stark geladenen Windbüchse im Dunkeln wahrgenommen haben, ist in diesen *Annalen* schon mehrmahls die Rede gewesen (f. B. VIII, S. 336; B. XI, S. 344; XII, S. 611; XVII, S. 23, und XX, S. 100); die Versuche, welche Hr. von Grotthufs hier in 2. und 3. erzählt, sind indess die ersten genügend und wissenschaftlich angestellten, welche mir über diese merkwürdige Licht-Erscheinung bekannt geworden sind.

2. Die Folgerungen, welche Hr. von Grotthufs mit vielem Scharffinn über die Grenzen der Verbrennlichkeit bei abnehmender Dichtigkeit entzündbaren Gasgemische, und über den mechanischen Einfluß des Drucks der Atmosphäre auf die Entzündlichkeit, aus dem Versuche zieht, den er in §. 7 beschreibt, sind für die Naturforschung so interessant, daß ich es für verdienstlich halten würde, könnte ich durch die folgende Frage Veranlassung geben, daß kein Zweifel an dem Resultate bliebe. Sollte ein Korkstöpsel, womit das obere Ende einer mit Quecksilber gesperrten Glasröhre versehen ist, wenn durch ihn eine Stahlnadel so gesteckt ist, daß sie sich in ihm hinauf und hinunter schieben läßt, — die Röhre wirklich luftdicht verschließen können? Sollte nicht während des Auspumpens des Recipienten, unter dem diese Röhre stand, das Gasgemisch aus ihr zwischen der Nadel und dem Korne hindurch zum Theil in den Recipienten entwichen seyn? Und sollte daher die Grenze der Entzündlichkeit der Gasgemische hier nicht zu nahe gesteckt seyn?

Gilbert.

IX.

N e u e

Untersuchungen über die Wirkungen des pneumatischen Feuerzeugs;

v o n

LE BOUVIER DESMORTIERS *).

In meiner Abhandlung über die Einrichtung und die Wirkungen des pneumatischen Feuerzeugs **) hatte ich geäußert, der leichte Dunst, den man in einem Feuerzeuge dieser Art aus Glas gleich nach dem Verdichten der Luft wahrnimmt, rühre nicht von der fettigen Materie her, mit welcher der Kolben eingeschniirt ist. Dieser Meinung haben nicht Alle beigeftimmt, und man hat gegen sie Thatfachen, die sich zwar nicht bestreiten lassen, aber nichts beweisen, und Versuche, die nicht ohne Gefahr sind, angeführt. Dieses hat mich veranlaßt, neue Versuche anzustellen, die ich für geeignet halte, die Sache aufzuklären.

Der Kolben verliert durch das Reiben an den Wänden der Röhre bald sein Oehl, und man muß ihn von Zeit zu Zeit mit neuem Oehl einschnieren, damit er leicht gehe und die Luft nicht entweichen lasse. Dieses Oehl oder Fett

um-

*) Zusammengezogen aus dem *Journal de Physique*, Mai 1809. Gilbert.

**) Siehe diese *Annalen*, J. 1808, St. II, oder B. XXX, S. 268. Gilbert.

umgibt die cylindrische, gegen die Wände der Röhre reibende, Oberfläche des Kolbens, und kann folglich bei dem ersten Stosse, den man mit dem Kolben thut, unmöglich verbrennen. Dafs ein solches Verbrennen nicht die Ursache des Dunstes und des Lichtes seyn kann, welche sich zeigen, erhellt auch aus dem Orte, wo beide erscheinen; nämlich immer nach vorn, nie hinten, wie es der Fall seyn müßte, fände jene Ursache Statt. Wenn man ein Schiff vom Stapel laufen läßt, so entzündet der Wärmestoff, der beim Reiben des Kiels gegen die Balken des Stapels sich entbindet, das Fett, womit man jenen bedeckt hat, um das Ablaufen des Schiffs zu erleichtern, und indem das Schiff die schäumende Fluth durchschneidet, läßt es Rauch und Flamme hinter sich, die rückwärts schlagen. In diesen beiden Fällen sind die Data dieselben; was in dem letztern erfolgt, sollte sich also auch in dem erstern ereignen; der Versuch zeigt aber das Gegentheil.

Wenn man den Kolben mehrmahls hinter einander hinein stößt, so zeigt sich, sagt man, endlich kein Licht mehr, ob gleich die Luft noch eben so stark als zuvor verdichtet wird; das Licht erscheint aber wieder, läßt man ein Paar Tropfen Oehl in die Pumpe fallen; und mit wesentlichen Oehlen ist der Versuch glänzender als mit den fetten Oehlen.

Diese Thatfachen sind richtig. Aber, dafs nach mehreren auf einander folgenden Versuchen das Licht ausbleibt, ist eben ein Beweis, dafs

es vom Oehle des Kolbens nicht verursacht wird, weil sonst das Oehl, das sich bei den ersten Stößen an den Wänden der Röhre absetzt, bei den folgenden Stößen im Gegentheile das Licht verstärken müßte. Dieses Absetzen von Oehl wird besonders am obern Theile des Feuerzeugs sichtbar, und ist dort manchemahl so stark, daß das Glas dadurch undurchsichtig wird; verbrennte aber das Oehl, so würde es sich nicht in dem Cylinder absetzen, sondern darin einen kohligen Rückstand bilden.

Wenn zweitens dadurch, daß man Oehle in den Stiefel des Compressions-Feuerzeugs tröpfelt, das Licht zum Wiederschein gebracht wird, so ist das davon der Grund, daß diese sehr entzündbaren Körper sich mit der Luft, die sich in dem Stiefel befindet, vermengen, und so unmittelbar einen verbrennlichen Körper bilden, auf den die Verdichtung ausgeübt wird. Ich habe den Versuch mit Lavendelöhl und mit Aether wiederholt; die Funken waren in der That sehr glänzend; aber es könnte gefährlich seyn, diese Körper anzuwenden, die im Verdünnten Wasserstoff-Gas bilden (!) und so Knallgas erzeugen können.

Endlich ist es gemeiniglich der verbrennliche Körper, der den Funken hergiebt *); wie das aus den folgenden Versuchen erhellt, zu denen man

*) Leuchten, Licht, Funken scheint der Verfasser gleichgültig für die leuchtende Erscheinung, die sich in dem pneumatischen Feuerzeuge zeigt, zu brauchen.

sich eines pneumatischen Feuerzeugs aus Glas bedienen muß.

Versuch 1. Wenn der Zündschwamm zum ersten Mahle durch einen Stoß des Kolbens entzündet wird, so ist das Licht lebhaft. Man lösche den Schwamm aus, durch Auflegen des Fingers auf das Ende des Kolbens *), und wiederhole den Versuch. Dieses läßt sich vier bis fünf Mal hintereinander thun; das Licht wird dabei immer schwächer, je mehr sich der Schwamm verkohlt, und bleibt endlich ganz aus, ob gleich der Schwamm sich noch entzündet; manchemal selbst fängt er von hinten Feuer, ohne Funken, und ohne daß man es auf den ersten Anblick gewahr wird, daß er brennt. Nimmt man statt des Schwammes, der bloß glimmt, Körper, die mit Flamme brennen, z. B. Baumwolle oder Flachs, so ist der Funke sehr viel glänzender.

Versuch 2. Man wische die Röhre inwendig sorgfältig aus, um alles Fettige wegzunehmen, beschmiere beide Kolben mit Oehl, und stosse, ohne daß man Schwamm in die Röhre gethan habe, den Kolben mit der Schnelligkeit hinein, bei welcher sich Schwamm, wenn er darin wäre, entzünden würde; man wird nun kein Licht gewahr werden; und das müßte doch geschehen, rührte es vom Oehle her. Man ziehe den Kolben heraus,

*) Dieser ist also in Hrn. Desmortiers pneumatischem Feuerzeuge wahrscheinlich hohl, und enthält den zu entzündenden Schwamm in sich.

wische den Stiefel wieder aus, und wiederhole den Versuch; wieder erscheint kein Funke. Man kann so den Versuch zwanzig Mal, immer mit der Geschwindigkeit, die zum Schwammzünden nöthig ist, wiederholen, und nie wird ein Funke erscheinen. So bald man aber ein Stück Schwamm in das Feuerzeug bringt, ist der Funke da. Also ist es der verbrennliche Körper, der hier den Funken hergibt.

Hier noch zwei Thatfachen, welche den Beweis vollenden, daß es nicht das Oehl des Kolbens ist, was den Funken hervor bringt. Ich hatte einen Kolben aus Buchsbaumholz machen lassen, den ich mit Seife beschmierte. Mit ihm konnte ich den Schwamm eben so gut als mit einem Kolben aus geöhltem Leder entzünden; man weiß aber, daß Seife, auf glühende Kohlen gelegt, schmelzt, ohne sich zu verändern. Die zweite Thatfache gehört Herrn Eynard, Arzt zu Lyon. Er hatte sich eine messingene Compressions - Pumpe selbst verfertigt, die einen so genau schließenden eisenen Kolben hat, daß keine Luft entweicht; mit ihr gelang der Versuch, den er in der Lyoner Gesellschaft der Wissenschaften anstellte, vollkommen.

Versuch 3. Man tauche das pneumatische Feuerzeug ganz unter Wasser, und drücke den Kolben langsam hinein, um sich zu überzeugen, daß der Kolben keine Luft entweichen läßt; schließt er gut, so steigt auch nicht eine Luftblase aus dem Stiefel. Man fülle dann die Pumpe mit Luft, thue

keinen Schwamm hinein und gebe einen Stofs; der leichte Dunst erscheint sogleich in Menge, und verschwindet dann wieder, und der Kolben wird in dem Stiefel um eine gewisse Weite zurück geworfen. Die in dem Stiefel übrig bleibende Luft comprimire man aufs neue; der Erfolg ist wieder derselbe, nur des Dunstes weniger, und der Kolben wird weniger weit zurück geworfen. Wiederholt man den Stofs, so nimmt die übrig bleibende Luftsäule wieder ab, und der Kolben geht wieder um weniger zurück, und so kommt man endlich dahin, daß er gar nicht weiter zurück geht.

Was wird bei diesem Versuche aus der Luft? Ich antworte: Sie wird zersetzt, ohne Einwirkung eines verbrennlichen Körpers auf sie; dieses werde ich sogleich durch directe Versuche beweisen. Mit der ganz von Wärmestoff durchdrungenen Luft verhält es sich in diesem Falle, wie mit einem Schwamme, der sich voll Wasser gefogen hat, und den man wiederholt zusammen drückt, um das Wasser auszupressen. Bei dem ersten Comprimiren der in dem Stiefel enthaltenen Luft wird eine große Menge Wärmestoff ausgepreßt, und zerstreut sich im Augenblicke; von der Luft zersetzt sich zugleich eine diesem Wärmestoff-Verlust entsprechende Menge. Bei den folgenden Compressionen findet dasselbe Statt, bis endlich alle Luft zersetzt ist.

Versuch 4. Man thue Schwamm in das Feuerzeug, und treibe den Kolben mit mäßiger Ge-

geschwindigkeit herunter; der Dunst entzündet dann den Schwamm nicht. Man wiederhole die Compression mit etwas mehr Geschwindigkeit; es entsteht dann mehr Dunst, aber noch keine Entzündung. Endlich comprimire man mit der erforderlichen Geschwindigkeit, so entzündet sich der Schwamm, und das Licht erscheint.

Es ist einleuchtend, daß der in diesen Versuchen erzeugte Dunst aus der Luft ausgedrückt wird, die in dem Stiefel enthalten ist, und daß er das entzündende Princip (*le principe ignifère*) ist, das vermöge der Verdichtung und der Schnelligkeit, womit es sich bewegt, das Gewebe des verbrennlichen Körpers durchdringt, und es entzündet. Dieser Dunst erzeugt jedes Mahl, so wenig dessen auch sey, ein schwaches Verbrennen, das die Luft in dem Feuerzeuge, wie wir gesehen haben, nach gerade zersetzt. Auch haben wir gesehen, daß er sich gewöhnlich nicht mit einem Funken zeigt, wofern man nicht einen verbrennlichen Körper seiner Einwirkung aussetzt. Doch kann er auch, ohne daß diese Bedingung erfüllt ist, leuchtend werden.

Versuch 5. Bei jedem Stosse wurde das Innere des Stiefels ausgewischt, um ihn von aller fettigen Materie rein zu erhalten. Einige Mahl erschien ein Funke, doch minder glänzend und von der Farbe einer brennenden Kohle. Um ihn zu erhalten, muß man aber die Luft weit heftiger comprimiren, als es zum Schwammzünden nöthig

ist. Eine andere wesentliche Bedingung ist; daß das Compressions-Feuerzeug nur einen sehr kleinen Durchmesser habe, höchstens von 3 bis 4 Linien. Folglich kommt es, damit der Wärmestoff, oder was sonst das entzündende Princip ist, leuchtend werde, bloß auf eine schnelle Compression in einem sehr kleinen Raume an, und ich bin überzeugt, daß man in einem gut calibrirten Stiefel, von nicht mehr als 2 Linien Weite, bei jedem Stöße den Funken sehen würde.

Aus allen diesen Thatfachen folgt, daß die Erscheinungen in dem pneumatischen Feuerzeuge aus der Lehre von dem Wärmestoff zu erklären, und weder dem öhligen Körper, noch der Elektricität zuzuschreiben sind.

Versuch 6. Noch ist mir übrig, zu beweisen, daß sich die Luft in dem pneumatischen Feuerzeuge durch die bloße Compression, ohne Gegenwart eines verbrennlichen Körpers zersetzt. Ich habe den Rückstand der Compression, mit Beihülfe des Herrn Veau de Launay, in einem Eudiometer geprüft, mit Salpetergas, das im Augenblicke selbst bereitet wurde. Es verminderte sich mit 1 Mafs Salpetergas, das Mafs zu 100 Theilen gerechnet,

- | | |
|--|--------------|
| 1 Mafs <i>atmosphärischer</i> Luft auf | 120 Theile |
| (und mit 2 Mafs Salpetergas auf | 220 Theile); |
| 1 Mafs ausgeathmeter Luft auf | 158 Theile; |
| 1 Mafs Luft, die in dem pneumatischen Feuerzeuge, als es Schwamm | |

enthielt, nach einem Stosse rückständig war, (sie hatte sich mit einem öhligen Wesen aus dem Schwamme beladen und war neblig und weißlich) auf 150 Theile;

1 Maß rückständiger Luft, nach einer Compression ohne Schwamm, auf 142 Theile.

Mehrmahls hinter einander comprimirte Luft nahm nach jeder Compression an Menge ab, aber ihre Güte blieb dieselbe als nach der ersten Compression.

Wurde das Eudiometer geschüttelt, um das Verschlucken zu befördern, so blieb ein etwas kleinerer Rückstand; z. B. von 136 Theilen mit dem Gasrückstande der Compression ohne Schwamm.

Die atmosphärische Luft ist also durch das bloße Comprimiren um 16 Theile schlechter geworden.

X.

VERSUCHE

über die Verbreitung des Schalles in Dämpfen;

von

B I O T,

Mitglied des Instituts *).

Es ist bekannt, daß in Luft von jeder Dichtigkeit und in dem luftleeren Raume, bei einer gegebenen Temperatur, genau gleich viel Wasser als Dampf, in demselben Umfange besteht; daß die Menge dieses Dampfs mit der Temperatur zunimmt und abnimmt; und daß bei einer Wärme von 15° R. der Druck desselben $\frac{1}{38}$ des gewöhnlichen Luftdrucks gleich ist. Befindet sich daher bei 15° Wärme Wasser in einem luftleeren Raume, so wird es so lange verdunsten, bis der Wasserdampf eine Quecksilbersäule trägt, die $\frac{1}{38}$ des Barometerstandes gleich ist; dann hört die Verdunstung auf und das übrige Wasser bleibt tropfbar flüssig. Wenn man den Dampf, der auf diese Art das *Maximum* seiner Elasticität erreicht hat, in einen kleinern Raum hinein zwingt, oder durch irgend ein anderes Mittel verdichtet, ohne zugleich die Temperatur desselben zu erhöhen, so schlägt ein Theil des Dampfs sich nieder, und die Elasticität kommt nie über $\frac{1}{38}$ hinauf.

Man übersieht leicht, was hieraus für die Dämpfe in Hinsicht des Schalles folgt. Der Schall

*) Frei übersetzt aus dem *Nouveau Bulletin de la Soc. philom.*, Janv. 1808, p. 76. Gilbert.

kann sich durch sie nicht hindurch verbreiten, wofern nicht bei der Verdichtung, die in der ganzen Ausdehnung, welche er durchläuft, successiv eintreten muß, Wärme frei wird, welche dem Dampfe seinen elastischen Zustand erhält. Denn ohne dies würde die Dampfschicht, welche den tönenden Körper unmittelbar umgiebt, und durch die Schwingungen desselben verdichtet wird, in dem Augenblicke, in welchem dieses geschieht, sich auf den tönenden Körper in Gestalt von tropfbarem Wasser niederschlagen müssen, und die schwingende Bewegung könnte sich nicht durch sie hindurch verbreiten. Wird dagegen durch die Verdichtung die Temperatur erhöht, so kann die den tönenden Körper zunächst umgebende Schicht des Dampfes in ihrem elastischen Zustande fortdauern; sie kann also auch die zunächst folgende Schicht in ihrer Ordnung verdichten, und es kann sich die verdichtende Bewegung von Schicht zu Schicht, eben so als in einer permanent elastischen Flüssigkeit, verbreiten.

Die folgenden Versuche beweisen, daß in der That in den Dämpfen des Wassers und anderer Flüssigkeiten, der Schall entstehen und sich verbreiten kann. Sie sind folglich ein directer Beweis dafür, daß allerdings eine Temperatur-Erhöhung die kleinen Verdichtungen begleitet, welche in einer elastischen Flüssigkeit vor sich gehen, indem der Schall sich durch sie hindurch verbreitet. Eine solche Temperatur-Erhöhung hat Einfluß auf die Geschwindigkeit des Schalls, und man muß, wie Hr. La Place bemerkt hat, auf sie bei der Berechnung,

dieser Geschwindigkeit Rücksicht nehmen, um ein Resultat zu erhalten, das mit den Beobachtungen übereinstimmt *).

Hr. Biot liess in einen luftleer gepumpten Ballon etwas Wasser hinein treten; ein Theil desselben verdampfte sogleich, und dieselbe Masse, welche im luftleeren Raume gar kein Geräusch hervorbrachte, erregte nun ein wahrzunehmendes Getöse in diesen Dämpfen. Da in dem Ballon noch tropfbares Wasser übrig blieb, so lässt sich gar nicht daran zweifeln, dass der Dampf sein *Maximum* der Elasticität erreicht hatte. Das Geräusch nahm an Intensität zu, als der Ballon in ein stark geheiztes Zimmer versetzt wurde; hier musste, da die Temperatur zunahm, sich mehr Wasser in Dampf verwandeln; und, wie man weiss, hängt die Intensität des Schalles von der Dichtigkeit des elastischen Mittels ab, in dem er erzeugt wird.

In den folgenden Versuchen setzte Hr. Biot an die Stelle des Wasserdampfs Dampf von Alkohol und dann Dampf von Aether. Auch in diesen Dampfarten entstand der Schall so gut als in den Dämpfen des Wassers. Bei gleicher Temperatur und bei einerlei Abstand des Ohrs war der Schall im Aetherdampf am stärksten, und im Wasserdampf am schwächsten. Bei gleichen Umständen hat aber der Dampf des Aethers die grösste Elasticität, und der Dampf des Wassers erträgt unter ihnen nur den kleinsten Druck.

*) S. diese *Ann.* J. 1804. St. 12, od. B. XVIII, S. 385. *Gilb.*

XI.

NACHRICHT

von dem pharmaceutisch - chemischen Institute
zu Erfurt;

vom

Professor TROMMSDORFF.

Um so mancher ausführlichen Beantwortung der schriftlich eingehenden Anfragen, mein Institut betreffend, überhoben zu seyn, theile ich hier folgende Nachricht öffentlich mit.

Schon im J. 1795 eröffnete ich mit Beihülfe einiger gelehrten Freunde eine Pensionsanstalt für junge Männer, deren Zweck war, sich zu geschickten Apothekern und Chemikern zu bilden, theils auch, sie auf das Studium der Arzneikunde und der Kammeralwissenschaften vorzubereiten. Diese Anstalt hat einen glücklichen Anfang genommen, und bis diese Stunde einen guten Fortgang gehabt. Viele würdige Männer des Inlandes und des Auslandes vertrauten ihre Söhne meiner Leitung an, oft einige nach einander, und ich darf mir schmeicheln, dieses Zutrauen gerechtfertigt, und mir ihre Zufriedenheit erworben zu haben. Mehr als hundert junge Männer, die seit jener Zeit meine Anstalt verliessen, geben mir das süsse Bewusstseyn, dass meine Bemühungen nicht fruchtlos waren. Die grössere Anzahl meiner ehemahligen Zöglinge sind etablirt, und füllen ihren Wirkungskreis als rechtschaffene und geschickte Apotheker, andere als Aerzte aus; und mehrere von ihnen bekleiden auch bedeutende Stellen im Staate, und mehrere der jüngern conditioniren noch, und haben durch Redlichkeit und Fleiss die Achtung und die Freundschaft ihrer Prinzipale erworben.

Man dürfte es vielleicht unbescheiden finden, daß ich mit diesem Eingange meine Nachricht eröffne, allein ich glaube, dem rechtlichen Manne ist es doch wol auch erlaubt zu sagen: so war mein Voratz, so die Folgen. Ich widme wahrlich meinem Institute meine ganzen Kräfte, und sollte ich wohl gleichgültig gegen einen günstigen Erfolg seyn?

Chemie, Mathematik, Naturlehre, Naturgeschichte, und Pharmacie in Verbindung machen die Hauptgegenstände aus, mit welchen wir uns im Institute beschäftigen. Meine Freunde arbeiten mit mir nach einem gemeinschaftlichen Plane, und dadurch wird außerordentlich viel Zeit gewonnen. Es wird Unterricht ertheilt in:

Logik, weil diese zur Sicherheit unserer Erkenntniß, und zur Prüfung derselben höchst unentbehrlich ist, und zur Ordnung im Denken gewöhnt.

Moralische Wissenschaften. Nicht bloß Ausbildung des Kopfs, sondern auch Veredelung des Herzens, gehört mit zu meinem Zwecke. Nur durch eine genaue Kenntniß der moralischen Wissenschaften kann diese mit erreicht werden. Das, was in den Horizont eines Jeden gehört, was mit dem höchsten Zwecke der Menschheit in Verbindung steht, konnte ich nicht vernachlässigen.

Mathematik. Arithmetik, Algebra, Geometrie und Trigonometrie. Mehr verstattet der Zeitraum nicht. Wer indessen schon darin geübt ist, kann auch bei dem Hrn. Prof. Siegling, der diese Wissenschaften vorträgt, Unterricht in der höhern Mathematik erhalten.

Naturlehre. Nur in so fern, als solche mit der Chemie in Verbindung steht. Es versteht sich, daß alle erforderlichen Experimente dabei angestellt werden.

Botanik. Sie wird, so wie die andern Theile der Naturgeschichte, von dem durch seine Schriften rühmlichst bekannten Professor Bernh^{ard}i vorgetragen. Die Zöglinge werden mit den Terminologieen bekannt gemacht, und müssen Pflanzen beschreiben und analysiren. Den Sommer hindurch werden fleißig Excursionen gemacht, Pflanzen gesammelt, untersucht und eingelegt. Eine angenehme, sehr pflanzenreiche, Gegend und ein botanischer Garten, der gegen 4000 Arten zählt, setzen uns in den Stand, alles Nöthige zu liefern. Es versteht sich von selbst, daß der physiologische Theil der Botanik nicht vernachlässigt, und daß auch auf pharmaceutische Pflanzen besonders Rücksicht genommen wird.

Zoologie wird vorzüglich im Winter vorgetragen, und der Mangel eines großen Kabinettes durch viele Kupferwerke ersetzt.

Mineralogie und die einzelnen Zweige derselben. Die oryktognostischen Vorlesungen werden durch das instructive Kabinett des Professors Bernh^{ard}i unterstützt. Daß die Zöglinge auch mit dem Haüy'schen Systeme und mit der neuen Methode des Prof. Bernh^{ard}i, Krystalle zu beschreiben, bekannt gemacht werden, bedarf wol kaum einer Bemerkung.

Chemie im ganzen Umfange. Alle nöthigen und bedeutenden Versuche werden angestellt, und keine Kosten werden gescheuet. Mit welcher Ausführlichkeit diese Wissenschaft vorgetragen wird, ergibt sich daraus, daß zum Leitfaden bei dem Vortrage mein systematisches Handbuch gebraucht wird. Zwei, vier, sechs und mehrere Stunden werden täglich der Chemie gewidmet, und vorzüglich auch die Zöglinge im Selbstarbeiten geübt.

Ein ausführlicher, von sehr guten Künstlern gearbeiteter, Apparat setzt mich in den Stand, alle Fundamentalversuche mit der erforderlichen Genauigkeit und Schärfe anstellen zu können. Es würde mich zu weit führen, wenn ich detailliren wollte, auf welche Weise hier das Studium der Chemie betrieben wird; nur so viel will ich noch bemerken, daß selbst alle neuere wichtige Erfahrungen, die im Gebiete der Chemie während des Cursus gemacht, ebenfalls mit angestellt werden. Belege hierzu liefert mein Journal.

Pharmacie, in theoretischer und praktischer Hinsicht. Hierher gehören auch *Arzneiwaarenkunde*, *Arzneiwaarenberechnung*, *Rezeptirkunst* und *pharmaceutische Chemie*. Alle arzeneilich-chemische Präparate werden verfertigt, und diejenigen Pensionairs, welche sich ausschliessend der Pharmacie widmen wollen, werden in allen Geschäften des Apothekers geübt, wozu sich in meiner Apotheke gute Gelegenheit findet.

Der Cursus dauert *Ein Jahr*, und nimmt jedes Mal einige Wochen nach Ostern seinen Anfang; außer dieser Zeit kann auch Niemand eintreten. Da ich mich nur auf eine kleine Anzahl Pensionairs einschränke, und der fest gesetzte Numerus immer ziemlich bald zusammen kommt, so muß ich diejenigen, welche mit anzutreten wünschen, ersuchen, mir gefälligst bald davon Nachricht zu ertheilen, wenigstens bis Ende des Januars.

Die nöthigen Schulkenntnisse setze ich bei jedem Zöglinge voraus, so wie eine sittliche Erziehung. An Kopf und Herz verdorbene Jünglinge schicke ich wieder zurück, denn ich habe die Erfahrung gemacht, daß sie nicht zu bessern waren, und daß ihr böses Beispiel einen nachtheiligen Einfluß auf die Andern hatte.

Die Zöglinge wohnen bei mir, unterwerfen sich meiner unmittelbaren Aufsicht und der fest gesetzten Ordnung. Für Bett, Meubles, Licht, und Heizung sorge ich ebenfalls.

Diejenigen Pensionairs, welche bereits schon die Apothekerkunst auf gewöhnlichem Wege erlernt haben, und mit mehrern praktischen Geschäften des Apothekers vertrauet sind, brauchen nur *Einen* Curfus zu machen, und das ist auch der Fall mit denen, die sich auf das Studium der Arzeneikunde, der Kameralwissenschaften, u. f. w. vorbereiten wollen. Diejenigen aber, welche sich zu Apothekern bilden wollen, und noch nie mit Pharmacie beschäftigt haben, brauchen eine längere Zeit; denn das Praktische der Pharmacie erlernt auch der fleissigste und der beste Kopf nicht in *Einem* Jahre. — — Diese letztern kann ich aber nicht immer aufnehmen, denn es kommt darauf an, ob eben eine Stelle vacant ist.

Wer die übrigen Bedingungen zu erfahren wünscht, beliebe sich in frankirten Briefen an mich zu wenden.

Erfurt, im September 1809.

D. Johann Bartholomä Trommsdorff.

Fig. 17.

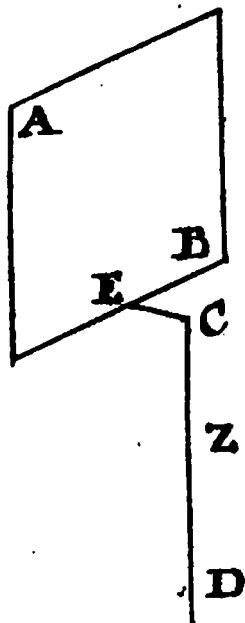
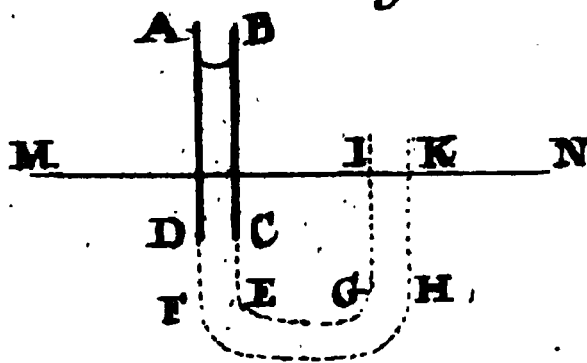


Fig. 16.



Zum 2^{ten} Hauptst.

Fig. 18.

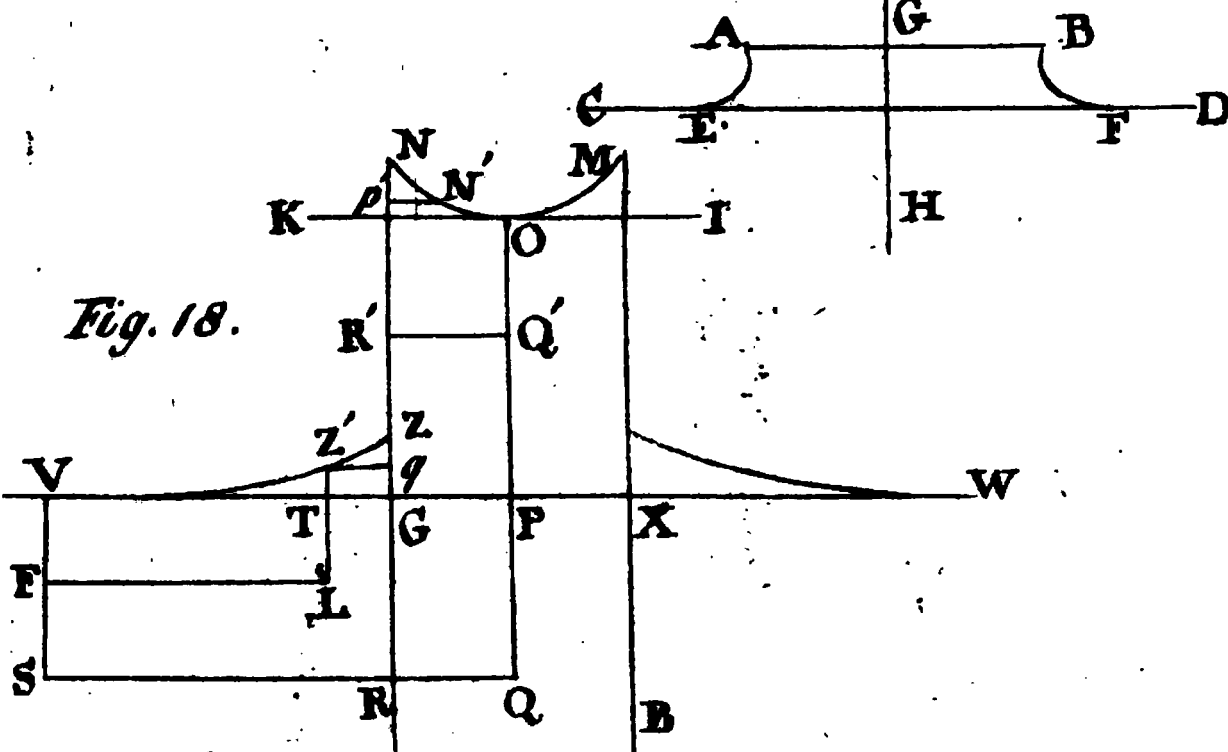
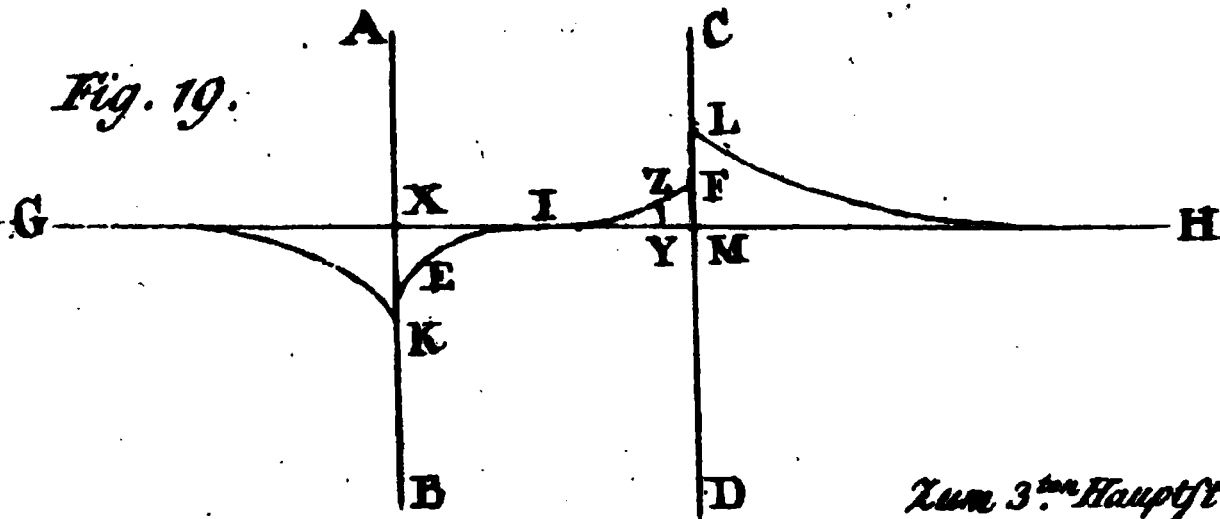


Fig. 19.



Zum 3^{ten} Hauptst.

ANNALEN DER PHYSIK.

JAHRGANG 1809, FIFTE STÜCK.

I.

*Elektrisch-chemische Untersuchungen über die Zer-
setzung der Erden;*

*und Bemerkungen
über die Metalle aus den alkalischen Erden; und
über ein mit Ammoniak erzeugtes Amalgam;*

von

HUMPHRY DAVY, Esq.

Secr. der königl. Soc. und Prof. der Chemie an
der Roy. Instit. zu London.

(Vorgel. in der königl. Soc. zu London am 30. Jan 1809.)

Zweite Hälfte.

Frei übersetzt von Gilbert.

Die erste Hälfte dieser merkwürdigen Untersuchungen habe ich dem Leser im vorigen Bande der *Annalen*, Heft 8, S. 365, vorgelegt. Sie beschäftigte sich mit der Metallisirung der alkalischen Erden und der übrigen Erden, theils durch galvanische Elektricität, theils durch Einwirkung des Kaliums auf die Erden. Die zweite Hälfte hängt mit der ersten so lose zusammen, daß sie sich unbeschadet des Verstehens von ihr trennen ließ;

Annal. d. Physik. B. 33. St. 3. J. 1809, St. 11. R

eine Trennung, bei der ich zur Absicht hatte, dem Leser das Vergnügen zu verlängern, einen der Genievollsten Forscher, die sich mit den experimentirenden Wissenschaften beschäftigt haben, festen Tritt in dem Felde einer neuen Wissenschaft, (der elektrisch-chemischen, wie Davy sie nennt,) vorwärts eilen, und seine Mittel und die erwiesenen Resultate bei jedem Schritte sich bedeutend vermehren zu sehen. Diese zweite Hälfte beginnt mit Untersuchungen über das flüchtige Alkali; und hier vorläufig eine Bemerkung über die deutsche Benennung dieses problematischen Wesens. Der Name, mit dem ich es lange Zeit über in diesen Annalen (der französischen Nomenklatur entsprechend) bezeichnet habe, ist *Ammoniak*; um für meinen Theil zur Uebereinstimmung in unsern chemischen Kunstwörtern, so viel ich kann, beizutragen, hatte ich mich indess vor Kurzem zu der Biegung: *Ammonium*, bequemt. Der Leser wird in dieser Abhandlung den Grund finden, warum wir bei dieser Umgestaltung des Worts nicht ohne Zweideutigkeit bleiben können, und ich die deutschen Chemiker einladen zu müssen glaube, mit mir zu der Benennung *Ammoniak* zurück zu kehren, die es vielleicht besser gewesen wäre, gar nicht zu verlassen.

Gilbert.

4. *Bildung, Natur und Eigenschaften eines mit Ammoniak erhaltenen Amalgams.*

Der Professor Berzelius und der Doctor Pontin in Stockholm erwähnen in der Nachricht, welche sie mir von ihren Versuchen mitgetheilt haben *), einer sehr merkwürdigen und wichtigen

*) Ueber die Darstellung von Amalgamen aus den Alkalien und alkalischen Erden, nach Art der Herren Seebeck, Trommsdorff u. a.; vergl. Heft VIII, S. 375. Gilb.

Erfahrung. Sie betrifft die Desoxydierung und Amalgamirung der zusammen gesetzten Basis des Ammoniaks, und diese scharfsinnigen Naturforscher sehen darin einen strengen Beweis, daß das Ammoniak ein Oxyd mit zweifacher Basis ist. Sie bringen nämlich in den Volta'schen Kreis Quecksilber und eine Auflösung von Ammoniak, die mit einander in Berührung sind, und elektrificiren das erstere negativ. Während der Einwirkung nimmt das Quecksilber an Umfang allmählich zu, und wenn es sich bis zum Vierfachen oder Fünffachen seines anfänglichen Raumes ausgedehnt hat, so ist es ein fester Körper von weicher Consistenz. Dieser Körper besteht, nach ihnen, aus Quecksilber und aus der desoxydirten Basis des Ammoniaks; als Beweise dafür sehen sie an, *erstens*, die Wiedererzeugung von Quecksilber und Ammoniak, welche unter Verschluckung von Sauerstoff eintritt, so bald der Körper der Luft ausgesetzt wird; und *zweitens* die Wiedererzeugung beider im Wasser unter Entbindung von Wasserstoff-Gas.

Eine Operation, in welcher der Wasserstoff und der Stickstoff metallische Eigenschaften äußern, oder einen metallischen Körper, wie es scheint, aus ihren Elementen bilden, muß die Aufmerksamkeit der Chemiker auf sich ziehen. Das besondere Interesse, welches sie für mich in Beziehung auf die elektrisch-chemische Wissenschaft hatte, veranlaßte mich, die Umstände, worauf es bei ihr ankommt, einzeln und genau zu untersuchen.

Als ich das Verfahren der schwedischen Chemiker wiederholte, fand sich, daß eine beträchtliche Zeit erfordert wird, um 50 bis 60 Grain Quecksilber in Berührung mit einer gesättigten Auflösung Ammoniak in Amalgam zu verwandeln, und daß dieses Amalgam sich stark selbst in der kurzen Zeit verwandelt, welche nöthig ist, um es aus der Auflösung heraus zu nehmen. Doch bestätigten sich dabei alle Resultate, welche sie angegeben haben. Ich fand sehr bald einfachere und leichtere Mittel, um diese Wirkung unter Umständen zu erhalten, welche mehr geeignet waren, eine deutliche Analyse zuzulassen.

Die elektrisch-chemischen Versuche, welche ich in meiner Baker'schen Vorlesung für das J. 1806 bekannt gemacht habe *), lehren, daß das Ammoniak aus seinen Salzen an der negativen Oberfläche in der Volta'schen Kette entbunden wird. Daraus zog ich damahls den Schluß, es müsse sich auf diese Art auf das Ammoniak einwirken lassen, während es in dem so genannten Zustande des Entstehens sey; statt daß ich hätte schließen sollen, das Ammoniak lasse sich unter dieser Einwirkung leichter desoxydiren und mit dem Quecksilber verbinden.

Dieser letzten Ansicht gemäß verfuhr ich nun folgender Maßen. Ich machte in ein Stückchen Salmiak eine Höhlung, in die ich einen Quecksil-

*) Diese Annalen, B. XXVIII, (Jahrg. 1808, St. 1) S. 28.

bertropfen goß, der ungefähr 50 Grain wog, befeuchtete den Salmiak ein wenig, um ihn zum Leiter zu machen, legte ihn auf ein Platinblech, und setzte dieses Blech mit dem positiven Ende eines mächtigen Trogapparats, das Queckfilber dagegen durch einen Platindraht mit dem negativen Ende desselben in Verbindung. Sogleich zeigte sich die Einwirkung auf das Salz durch ein lebhaftes Aufbrausen und eine starke Erhitzung. In wenig Minuten war das Kugelchen bis zu dem Fünffachen seines anfänglichen Raumes angewachsen, und glich einem Zinkamalgam. Metallische Krystallisationen gingen davon, wie von einem Mittelpunkt, aus, und fraßen sich in das Salz ein, in welchem sie eine Art von Vegetation bildeten, die sich oft in ihren Berührungspunkten mit dem Salmiak färbte, und wenn die Kette geöffnet wurde, schnell verschwand, wobei ein ammoniakalischer Rauch aufstieg, und das Queckfilber wieder entstand.

Auch mit einem wohl genästen Stücke *kohlenfaurem Ammoniak* gelang der Proceß; das Amalgam bildete sich daraus eben so geschwinde. Wirkte die Batterie sehr stark, so fand sich bei diesem Desoxydations-Proceß in den Höhlungen des Salzes eine schwarze Materie, die wahrscheinlich Kohle war, welche von der Zerfetzung der Kohlenäure des kohlenfauren Ammoniaks herrührte *).

*) Die schwarze Materie, welche sich bei den elektrischen Zerfetzungs-Verfuchen mit Kali und mit Natron an der

Da das *Kalium*, das *Natronium* und die Metalle der alkalischen Erden eine so große Anziehung auf den Sauerstoff äußern, so versuchte ich, ihrer desoxydirenden Kraft mich zu bedienen, um das Ammoniak ohne Mitwirkung der Elektrizität zu amalgamiren. Der Erfolg war sehr genügend.

Ließ ich Quecksilber, das mit einer geringen Menge von *Kalium*, *Natronium*, *Barium* oder *Kalcium* *) verbunden war, auf angefeuchteten Salmiak einwirken, so entstand ein Amalgam, das den sechsfachen oder siebenfachen Raum des Quecksilbers einnahm, und sehr viel mehr von der Basis des Ammoniaks zu enthalten schien, als das, welches durch die elektrischen Kräfte erzeugt worden war. Da indeß immer ein Theil des Metalls, das zum Desoxydiren des Ammoniaks gebraucht wurde, bei diesen Amalgamen blieb, so will ich die *Eigenschaften des Ammoniak-Amalgams* bloß von dem durch Elektrizität gebildeten hernehmen.

Wird das Amalgam aus dem Ammoniak in einer Temperatur von 70 bis 80 Grad gebildet, so hat es eine so weiche Consistenz als Butter. In der Eiskälte wird es fest, und krySTALLISIRT in einer Masse, an der man kleine Facetten ohne genau be-

negativen Oberfläche abscheidet, und die es einigen Physikern schwer geschienen hat, zu erklären, ist, wie ich glaube, ebenfalls Kohle, welche aus der Kohlensäure herrührt, die in dem Alkali noch vorhanden war.

*) Vergl. den vorigen Band dieser Annalen, S. 386.

ähnliche Figur wahrnimmt *). Das specifische Gewicht desselben ist ungefähr 3.

Der Luft ausgesetzt überzieht sich dieses Amalgam sehr bald mit einer weissen Kruste, welche, wie ich durch Versuche gefunden habe, kohlensaures Ammoniak ist,

Aus Wasser, worin es geworfen wird, entbindet es ein Volumen Wasserstoff-Gas, das ungefähr halb so gross als das des Amalgams ist, und verwandelt das Wasser in eine schwache Ammoniak-Auflösung.

Schliesst man es in eine gegebene Menge von Luft ein, so nimmt der Umfang der Luft beträchtlich zu, und das Quecksilber erscheint rein wieder. Es findet sich, dass in diesem Falle Ammoniak-Gas von der Hälfte oder von drei Fünftel des Volumens des Amalgams entstanden, und dass vom Sauerstoff-Gas so viel verschwunden ist, als der siebzehnte oder achtzehnte Theil des Ammoniaks beträgt **).

Wird es in salzsaures Gas getaucht, so überzieht es sich augenblicklich mit salzsaurem Ammoniak, und es wird eine geringe Menge Wasserstoff-Gas entbunden.

*) Ich vermuthete, nach ihrem Aussehen, dass die Krystalle Würfel sind. Auch das *Kalium-Amalgam* krystallisirt in Würfeln; diese sind aber eben so schön und manchemal eben so gross als die des Wislmuths. *Davy.*

**) Dieser Versuch bestätigt meine Vermuthung über die Menge von Sauerstoff, welche das Ammoniak enthält. Da indess Wasser bei demselben gegenwärtig ist, und dieses sich unmittelbar zeigen könnte, so sind die Data dieser Verhältnisse nicht völlig genau. *Davy.*

In Schwefelsäure bedeckt es sich mit schwefelsaurem Ammoniak und mit Schwefel.

Ich habe verschiedene Mittel versucht, um dieses Amalgam aufzubewahren.

Ich hatte gehofft, es würde mir gelingen, die an dem Quecksilber gebundene desoxydirte Substanz einzeln und rein zu erhalten, wenn ich das Amalgam außer aller Berührung mit der Luft, mit Wasser und mit andern Körpern, welche Sauerstoff herzugeben vermögen, der Destillation unterwürfe. Aber alle Umstände waren diesem Erfolge entgegen. Wer es mit Barometern zu thun gehabt hat, weiß, wie fest Quecksilber das Wasser, womit es befeuchtet worden ist, zurück hält, und daß es sich davon nur durch Kochen wieder befreien läßt. Während das Amalgam durch Zersetzung des Ammoniaks gebildet wird, ist es beständig innerlich und äußerlich befeuchtet, und man darf daher nicht erwarten, daß das demselben adhärende Wasser so leicht wegzunehmen sey. Ich habe das Amalgam mit der größten möglichen Sorgfalt mit Löschpapier abgewischt; aber während dessen regenerirte sich eine bedeutende Menge von Ammoniak. Um es von seiner Feuchtigkeit zu befreien, versuchte ich, es durch feine Leinwand zu drücken; dabei zersetzte es sich aber vollständig, und ich erhielt bloß reines Quecksilber.

Die ganze Menge der Basis des Ammoniaks, welche sich mit 60 Grains Quecksilber verbindet, kann nicht mehr als $\frac{1}{300}$ Grain betragen, wie aus

meinen Notaten deutlich hervor geht; und um ihr allen ihren Sauerstoff wieder zu geben, bedarf es kaum des tausendsten Theils eines Grains Wasser, das ist, einer Menge, die sich kaum wahrnehmen läßt, und die der bloße Hauch eines Menschen dem Amalgam bald mittheilen würde.

Hieraus erklärt es sich, warum Amalgam, das ich mit Löschpapier getrocknet hatte, in *Steinöl*, woein ich es brachte, sich fast eben so schnell als in der Luft zersetzte, wobei Ammoniak und Wasserstoff-Gas erzeugt wurden. Im *Öhle* entbindet das Amalgam Wasserstoff-Gas und wird zu einer Ammoniak-Seife. In einer *Glasröhre*, in die ich es mit einem Kerke verschlossen hatte, zersetzte es sich schnell in reines Quecksilber und in ein Gas, das zu $\frac{2}{3}$ oder $\frac{3}{4}$ aus Ammoniak-Gas, und das übrige aus Wasserstoff-Gas bestand *).

Der folgende Destillations-Verfuch beweiset, daß manchemahl das Amalgam, nachdem man es mit Löschpapier möglichst getrocknet hat, noch der Feuchtigkeit mehr enthält, als zur Zersetzung desselben nöthig ist. Ich brachte ungefähr ein Viertel Kubikzoll Amalgam, das ich durch Abwischen recht trocken gemacht hatte, in eine kleine Glasröhre, erhitzte diese so lange, bis das Gas alles Quecksilber heraus getrieben hatte, ver-

*) Wirkt die Luft frei auf das Amalgam, so scheint Sauerstoff von dem Wasserstoff, indem er sich entbindet, verschluckt, und das dadurch gebildete Wasser von dem Ammoniak aufgelöst zu werden. *Davy.*

schloß sie dann und ließ sie erkalten. Es schlug sich in ihr Wasser nieder, welches, wie sich zeigte, mit Ammoniak völlig gesättigt war.

Dafs es scheine, die mittelst der Metalle der Alkalien und die Metalle der alkalischen Erden aus Ammoniak und Quecksilber erhaltenen Amalgame, enthalten mehr von der Basis des Ammoniaks gebunden, als die durch Elektrizität gebildeten Amalgame, habe ich schon angeführt. Sind sie mit einer bedeutenden Menge jener Metalle verbunden, so zeigen sie sich viel permanenter. Dreifache Verbindungen dieser Art ließen sich lange Zeit unter Steinöhl oder unter Oehl aufheben, wenn man sie zuvor sorgfältig abgewischt hatte, und erzeugten darin kaum ein wenig Ammoniak. Auch in verschlossenen Gläseröhren blieben sie lange Zeit über unverändert, nur dafs sich ein wenig Wasserstoff-Gas aus ihnen entband.

Ich habe ein durch Kalium gebildetes dreifaches Amalgam dieser Art, das mit Löschpapier getrocknet worden war, in einer trockenen Röhre aus weissem Glase über Quecksilber erhitzt. Ich mußte die Temperatur bedeutend hoch bringen, wenn die Entbindung einer elastischen Flüssigkeit sich äußern sollte; als dieses geschah und sie alles Amalgam aus der Röhre heraus getrieben hatte, stieg beim Erkalten das Quecksilber wieder schnell in der Röhre herauf; ein gröfser Theil derselben bestand also entweder aus Wasserdampf, oder aus Quecksilberdampf, oder aus etwas, welches das Quecksilber beim Erkal-

ten verschluckt. Die Menge des permanenten Gas betrug nicht die Hälfte des Volumens des Amalgams. In der Meinung, es könne wohl aus Wasserstoff und Stickstoff in einem Zustande der Desoxygenation bestehen, mischte ich ein wenig Sauerstoff hinzu; es erfolgte aber keine Veränderung des Volumens. Destillirtes Steinöhl, das ich mit diesem Gas in Berührung brachte, verschluckte davon die Hälfte, und aus der Einwirkung, welche nun das Steinöhl auf Cureumatinktur äußerte, schloß ich, daß dieses Ammoniak-Gas gewesen sey. In dem Ueberreste des zerlegten Gas fand sich das zuge- mischte Sauerstoff-Gas; das übrige war Wasserstoff-Gas und Stickgas, ungefähr in dem Verhältnisse von 4 zu 1.

Dieses Resultat beunruhigte mich beim ersten Anblicke; denn es schien zu beweisen, daß die Erzeugung von Ammoniak unabhängig von der Gegenwart einer Substanz sey, die Sauerstoff herzugeben vermöge, und daß die Amalgamirung derselben lediglich darauf beruhe, daß es wasserfrei und an Wasserstoff gebunden sey. Doch ergab sich mir bald von selbst eine genügende Auflösung dieser Schwierigkeit. Ich hatte etwas von dem durch Kalium gebildeten dreifachen Amalgam aus Ammoniak in eine gesättigte Ammoniak-Auflösung gethan; es äußerte auf diese nur eine sehr geringe Einwirkung; und als ich mir nun das Amalgam, noch von der Auflösung genäßt, in eine Glasröhre verschloß, so erhielt es sich in ihr fast eben so gut,

als es zuvor ganz trockenes Amalgam gethan hatte, indem sich bloß ein wenig Wasserstoff entband. Als ich aber die Glasröhre erhitze, bildete sich nun schnell die elastische Flüssigkeit, und es zeigte sich, daß sie zu $\frac{2}{3}$ aus Ammoniak-Gas und zu $\frac{1}{3}$ aus Wasserstoff-Gas bestand.

Bei dem vorigen Versuche, bei welchem das Amalgam getrocknet worden war, scheint noch eine geringe Menge von Ammoniak-Auflösung und vielleicht auch von Kali daran kleben geblieben zu seyn. In den gewöhnlichen Temperaturen konnte diese Auflösung auf das Amalgam nicht einwirken, so bald sie sich aber in Dämpfe verwandelte, strebte sie die Basis des Ammoniaks und das Kalium zu oxygeniren, und auf diese Art wurde Wasserstoff-Gas entbunden und Ammoniak erzeugt.

Ich habe ein aus Ammoniak durch Kalium gebildetes Amalgam in einer mit Steinöhl-Dämpfen angefüllten und hermetisch verschlossenen Glasröhre, die wie ein Destillirapparat gestaltet war, auf eben die Art destillirt, wie ich es mit den Amalgamen aus den Metallen der alkalischen Erden gemacht hatte. Hierbei erhielt ich aber nur Ammoniak, Wasserstoff-Gas, Stickgas und reines Quecksilber; der Rückstand war Kalium, das stark auf das Glas eingewirkt hatte. — Bei einem andern Versuche der Art erkältete ich den zur Vorlage dienenden Theil der Röhre durch Eis, während ich den andern Theil stark erhitze; es erschien aber keine andere condensirbare Flüssig-

keit, als Quecksilber, und die elastischen Produkte waren dieselben, als im vorigen Falle.

Um endlich noch einen letzten Versuch zu machen, ein Ammoniak-Amalgam zu erhalten, von dem sich nicht annehmen ließe, daß es adhärende Feuchtigkeit enthalte, habe ich Kalium-Amalgam in Ammoniak-Gas erhitzt. Es überzog sich mit einer Kallhaut, nahm aber nicht an Volumen zu, und es entstand eine Menge nicht verflüchtbares Gas, das aus 5 Theilen Wasserstoff-Gas und aus 1 Theil Stickgas bestand. Das Amalgam, nachdem es heraus genommen und der Luft ausgesetzt worden war, hauchte kein Ammoniak aus. Es scheint hiernach wesentlich erforderlich zu seyn, daß das Ammoniak, wenn es desoxydirt, und die Basis desselben mit Quecksilber verbunden werden soll, im Zustande des Entbindens, oder wenigstens in einer so großen Dichtigkeit sey, als die, welche es in seinen Auflösungen oder in den ammoniakalischen Salzen hat.

5. *Einige allgemeine theoretische Betrachtungen über die Metallisirung der Alkalien und der Erden.*

Je genauer wir die Eigenschaften des Amalgams aus dem Ammoniak betrachten, desto mehr müssen sie uns auffallen. Indem sich das Quecksilber mit ungefähr $\frac{1}{12000}$ seines Gewichts einer neuen Materie vereinigt, wird es zum festen Körper; dabei nimmt es am specifischen Gewichte von

3,5. bis auf 3. ab, behält aber alle seine metallischen Eigenschaften, da Farbe, Glanz, Undurchsichtigkeit und Leitungsvermögen unverändert bleiben.

Es läßt sich kaum anders denken, als daß eine Substanz, welche mit dem Quecksilber ein so vollkommenes Amalgam bildet, seiner Natur nach selbst metallisch ist.*). Ich werde sie daher fernerhin, der Kürze halber, *Ammonium* nennen.**).

*) Die Natur der Verbindungen, in welche Quecksilber mit Schwefel und mit Phosphor tritt, scheinen für diese Meinung zu sprechen. Quecksilber verliert mit dem Schwefel seine metallischen Eigenschaften, und wird als Zinnober ein Nicht-Leiter; eben so scheint nach Pelletier's Versuchen (*Ann. de Chim.*, t. 13, p. 125) Phosphor-Quecksilber keine metallischen Eigenschaften zu haben. Auf der andern Seite ist Kohle ein Leiter, und naht sich im Reifsblei durch ihre Eigenschaften sehr den Metallen, daher: hoh aus der metallischen Natur des Stahls kein Einwurf gegen jene Meinung nehmen läßt. Die einzigen Thatsachen, die ich habe auffinden können, welche gegen jene Meinung zu seyn schienen, sind die metallischen Eigenschaften einiger Verbindungen des Schwefels und des Phosphors mit so genannten Halbmetallen.

Davy.

**) Ein Name, gegen den in der französischen chemischen Nomenklatur, (welche auch die Engländer fast unverändert angenommen haben,) nichts einzuwenden ist, da er den Davy'schen Namen für die andern Metalle der Alkalien und Erden (*Kalium*, *Natronium*, *Baryum*, u. s. w.) ganz analog gebildet ist; der uns aber, wie ich schon zu Anfange dieses Aufsatzes erwähnt habe, nöthigt, in der deutschen chemischen Nomenklatur bei der Benennung *Ammoniak* zu bleiben, und es uns verbietet, sie in *Ammonium* umzustalten, wie es die Mehrzahl der deutschen Chemiker gethan hatte.

Gilbert.

Aber worauf beruhen die metallischen Eigenschaften des Ammoniums? Sind Wasserstoff und Stickstoff Metalle, in Gasgestalt, und also Körper, die in der gewöhnlichen Temperatur ähnliche Eigenschaften, als Zink und Quecksilber in der Glutheitz haben? Oder sind diese beiden Gasterlen in ihrer gewöhnlichen Gestalt Oxyde, und werden sie durch Desoxydierung zu Metallen? Oder sind sie einfache, nicht-metallische Körper, die in ihrer Verbindung mit einander, je nachdem sie Sauerstofffrei oder oxygenirt sind, ein Metall oder ein Alkali bilden?.

Diese Probleme, von denen mir das zweite von Herrn Cavendish vorgelegt ist, und von denen das dritte Herrn Berzelius gehört, sind sehr wichtige Gegenstände der Untersuchung. Ich habe einige Versuche in Beziehung auf sie angestellt, doch ohne Erfolg. Durch Erhitzung von Kalium-Amalgam in Wasserstoff-Gas oder in Stickgas habe ich die Metallisirung dieses letztern nicht zu bewirken vermocht. Aus diesen Versuchen läßt sich indess nichts Entscheidendes gegen irgend eine der vorstehenden Vermuthungen folgern.

Ich habe in meiner Baker'schen Vorlesung für das Jahr 1807 bemerkt, „dass sich die chemische phlogistische Theorie vertheidigen lasse, wenn man sie ein wenig modificire, und annehme, dass die Metalle und die so genannten einfachen verbrennlichen Körper aus eigenthümlichen noch unbekannten Basen und aus der im Wasserstoff-Gas vorhandenen Materie bestehen; Metall-Oxyde, Al-

kalien und Säuren aber Zusammensetzungen solcher Basen mit Wasser sind" *). Die Erscheinungen, welche die Metalle der Alkalien zeigten, ließen sich aus dieser Hypothese erklären. Sie paßt auch auf die Thatfachen, auf welche die Metallisirung der Erden und des Ammoniaks führen, und hier vielleicht noch mit mehr Evidenz. Diese Ansicht ist jedoch hier nicht so nett und einfach, als die angenommene Theorie der Oxygenation, welche ich auf jene Thatfachen angewendet habe: und die allgemeinen Thatfachen des Verbrennens dieser neuen verbrennlichen Körper und ihre Einwirkung auf das Wasser sind unstreitig viel leichter nach Lavoisier's Hypothese zu erklären. Die einzigen guten Gründe für ein gemeinsames Princip der Verbrennlichkeit folgen aus einigen neuen Analogieen, auf welche die elektrisch-chemische Wissenschaft uns führt.

Ist nämlich in dem Ammoniak-Amalgam Wasserstoff vorhanden, wie wir ihn darin erkannt haben, so leitet uns die Gegenwart desselben in einer metallischen Verbindung sehr natürlich auf die Vermuthung, daß er sich auch in den andern Metallen finde; und in den elektrischen Kräften der verschiedenen Arten von Körpern kommen Umstände vor, welche diese Meinung auf alle verbrennliche Körper überhaupt ausdehnen. Der Sauerstoff ist der einzige uns bekannte Körper, der sich für ein

wah-

*) Siehe den vorigen Band dieser *Annalen*, S. 159, Anm. *Gilbert*.

wahres Element nehmen läßt. Ihn zieht im elektrischen Kreise die positive Oberfläche an, und alle zusammen gesetzten, ihrer Natur nach bekannten, Körper, die von dieser Oberfläche angezogen werden, enthalten eine beträchtliche Menge Sauerstoff. Unter den Körpern, welche von der negativen Oberfläche angezogen werden, ist der Wasserstoff der einzige, von dem sich annehmen läßt, daß er auf eine dem Sauerstoff entgegen gesetzte Art wirkt. Sollten daher nicht alle verbrennlichen Körper, welche wir bisher für einfach gehalten haben, Wasserstoff, als gemeinsames Element, enthalten?

Wollte man dieses darthun, so müßte man die Hypothese, daß die Alkalien, die Erden und die Metalle immer zu derselben Klasse von Körpern gehören, durch neue Versuche beweisen. Vom Platin bis zum *Kalium* findet sich eine Folge regelmäßiger Abstufungen so wohl der physikalischen als der chemischen Eigenschaften der Metalle, die wir wahrscheinlich bis zum *Ammonium* sich erstrecken sehen würden, wenn wir diesen Körper unter einer bestimmten Gestalt darzustellen vermöchten. Platin und Gold sind im specifischen Gewichte, in der Oxydirbarkeit, und in ihren übrigen Eigenschaften vom Arsenik, vom Eisen, und vom Zinn mehr, als diese letztern vom *Barium* und *Strontium*, verschieden. Die Erscheinungen des Verbrennens sind ferner bei allen oxydirbaren Metallen

ganz analog. Getade so, wie der Arsenik beim Verbrennen in freier Luft zu einer Säure wird, wird dabei das *Kalium* zu einem Alkali, und das *Kalcium* zu einer Erde; und eben so, wie sich das Osmium beim Verschlucken von Sauerstoff in eine flüchtige und scharfe Substanz verwandelt, gestaltet das Ammonium-Amalgam sich dabei um in flüchtiges Alkali. Nehmen wir daher an, daß das Ammoniak sich metallisirt, indem es sich mit Wasserstoff vereinigt und zugleich frei von Wasser wird; so müssen wir dasselbe Raonnement auch auf die andern Metalle übertragen, nur mit der Abweichung, daß die Adhärenz des Phlogistons oder Hydrogens in ihnen mit ihrer Anziehung zum Sauerstoffe in umgekehrtem Verhältnisse stehen, im Platin folglich mit der größten, im *Ammonium* mit der kleinsten Kraft gebunden seyn muß *). Sollte sich daher das Phlogiston oder der Wasserstoff von einigen Metallen, ohne Mitwirkung einer neuen Verbindung, in die es träte, trennen lassen, so müssen wir erwarten, daß dieses

*) Die gewöhnlichen Metalloxyde sind specifisch leichter, Kali und Natron dagegen specifisch schwerer als ihre Basen. Dieses läßt sich nach beiden Hypothesen erklären, wenn die Dichtigkeit einer Verbindung, der Anziehung der Bestandtheile zu einander proportional ist. Es läßt sich nicht annehmen, daß das Platin den Sauerstoff, bei seiner schwachen Verwandtschaft zu demselben, eben so fest, als es das *Kalium* thut, binden könne; enthalten dagegen Platin und Kalium beide Wasserstoff als Bestandtheil, so muß dieser vom Platin mit unendlich größerer Kraft, als vom Kalium, angezogen werden. Die Schwefelsäure

bei den flüchtigsten und oxydirbarsten Metallen, z. B. bei dem Arsenik oder bei den Metallen der feuerbeständigen Alkalien geschehen werde, wenn man sie unter den elektrischen Polaritäten, und von dem Drucke der Atmosphäre befreiet, in eine starke Hitze bringt.

Wie auch neue Entdeckungen über alles dieses entscheiden mögen, die angeführten Thatfachen werden uns wenigstens immer der Einsicht in die wahre Natur der Alkalien und der Erden näher gebracht haben. Es ist von diesen Körpern etwas abgefondert worden, das zu ihrem Gewichte beitrug; man halte dieses nun für Sauerstoff, oder für Wasser, immer ist der verbrennliche Körper weniger zusammen gesetzt, als die nicht-verbrennliche Substanz, welche durch sein Verbrennen entsteht.

Es lassen sich über die neuen elektrisch-chemischen Thatfachen neue Hypothesen erdenken, in denen man noch mit weniger Elementen als in der phlogistischen oder in der antiphlogistischen

ist specifisch leichter als der Schwefel, die Phosphorsäure dagegen, in welcher die Verwandtschaft viel größer ist, specifisch schwerer als der Phosphor. Das Zinnoxid im Holzzinne aus Cornwallis steht dem Zinne nur sehr wenig an specifischem Gewichte nach, und in diesem Beispiele ist die metallische Basis verhältnismäßig leichter und die Anziehung zum Sauerstoff größer; und in dem Falle, wenn das Metall sehr viel leichter, und die Anziehung zum Sauerstoffe größer ist, läßt sich voraus sagen, daß das Oxyd specifisch schwerer als seine Basis seyn wird.

Davy.

Theorie ausreicht. Gewisse elektrische Zustände fallen immer mit gewissen chemischen Zuständen der Körper zusammen. So zum Beispiel sind die Säuren allesammt negativ, die Alkalien positiv, und die verbrennlichen Körper sehr stark positiv; und werden die Säuren positiv, oder die Alkalien negativ elektrifirt, so scheinen sie (wie ich gezeigt habe) alle ihre eigenthümlichen Eigenschaften und ihre Kräfte zur Vereinigung, während dieses Zustandes, zu verlieren. In diesen Beispielen zeigen sich die chemischen Eigenschaften abhängig von den elektrischen Kräften; es ist selbst nicht unmöglich, daß dieselbe Art von Materie, wenn sie mit verschiedenen elektrischen Kräften begabt ist, unter verschiedenen chemischen Gestalten sich zeige *).

*) Siehe meine Baker'sche Vorlesung auf das Jahr 1806 (diese *Annalen*, B. XXVIII, S. 38). Das Amalgam aus dem Ammoniak hat so wohl in der phlogistischen als in der antiphlogistischen Theorie große Schwierigkeiten. In der phlogistischen Hypothese müßten wir annehmen, der Stickstoff werde, wenn er sich mit dem vierten Theil seines Gewichts an Wasserstoff verbindet, zu einem Alkali, und wenn er sich noch mit einem Zwölftel Wasserstoff mehr verbindet, zu einer Säure. In der antiphlogistischen Theorie müssen wir behaupten, daß, ungeachtet der Stickstoff zum Sauerstoffe eine kleinere Verwandtschaft als der Wasserstoff hat, doch eine Verbindung aus Wasserstoff und Stickstoff das Wasser zu zersetzen vermag. Die erste Behauptung ist jedoch weit mehr im Widerspruche mit der gewöhnlichen Verkettung der chemischen Thatfachen, als die zweite, bei der sich zwar die Schwierigkeit nicht ganz wegräumen läßt. Denn auch die Legierungen und die Verbindungen verbrennlicher Körper

Ich theile diese Ideen hier mit, ohne doch einen grossen Werth auf sie zu legen. Noch ist die Chemie nicht reif genug zu Untersuchungen dieser Art; die feinsten Kräfte der Natur haben wir kaum angefangen wahrzunehmen, und die allgemeinen Ansichten über sie beruhen noch auf einer sehr schwachen und unvollkommenen Grundlage. Welches Schicksal indess auch der speculative Theil dieser Untersuchung haben mag, so sind doch, wie ich hoffe, die Thatfachen, welche ich hier bekannt gemacht habe, mehrerer Anwendungen fähig, und es werden aus ihnen einige Naturerscheinungen sich erklären lassen.

Die Metalle der Erden können nicht an der Oberfläche unsers Erdkörpers bestehen; es wäre aber wohl möglich, daß sie sich im Innern dessel-

mit einander find oxydirbarer, als die einfachen Substanzen, aus denen sie bestehen. Schwefel-Eisen zersetzt das Wasser in den gewöhnlichen Temperaturen mit Leichtigkeit, während unter gleichen Umständen der Schwefel gar keine, und Eisen nur eine sehr geringe Wirkung auf das Wasser hat. Die Verbindung aus Phosphor und Wasserstoff ist leichter entzündlich, als jeder ihrer beiden Bestandtheile einzeln. Aus einer Theorie über den Einfluss der elektrischen Kräfte auf die chemischen Formen der Materien, würden sich die Thatfachen, welche das *Ammonium* betreffen, leichter auflösen lassen. Man könnte in einer solchen neuen Theorie das *Ammonium* für einen einfachen Körper nehmen, der in Verbindung mit verschiedenen Mengen von Wasser und in verschiedenen elektrischen Zuständen Stickstoff, Ammoniak, atmosphärische Luft, oxydirtes Stickgas, Salpetergas, und Salpetersäure bilde. Wasser müßte nach dieser Theorie ein wesentlicher Bestandtheil aller Gasarten seyn, doch würde die elektrische

ben fänden; und wäre das der Fall, so ließe sich darauf eine Theorie der vulkanischen Phänomene, der Lava und des Ursprungs und der Wirkungen des unterirdischen Feuers *), vielleicht selbst eine allgemeine geologische Hypothese gründen.

Das Leuchten der Meteore, die sich bei Steinregen zeigen, ist einer der sonderbarsten Umstände dieser bewundernswürdigen Phänomene. Dieses Leuchten würde sich erklären lassen, wenn man annähme, daß die Massen, welche aus der

Beschaffenheit desselben im Sauerstoff-Gas und im Wasserstoff-Gas wahrscheinlich *der* entgegen gesetzt seyn müssen, welche Herr Ritter und einige englische Chemiker angenommen haben. Positiv elektrisiertes Wasser würde nämlich Wasserstoff-Gas, negativ elektrisiertes Sauerstoff-Gas seyn müssen; und so wie bei den physikalischen Versuchen über die Temperaturen, aus Eis und Dampf, durch Compensation der Wärme, Wasser entsteht, so würden bei den chemischen Versuchen über die Erzeugung des Wassers, die positive Elektricität des Wasserstoff-Gas und die negative des Sauerstoff-Gas sich in gewissen Verhältnissen einander aufheben, und bloß Wasser das Resultat seyn. Doch man nehme nun das *Ammonium* in einer solchen Theorie für einfach oder für zusammen gesetzt, immer wird man die Anziehung desselben zum Sauerstoffe dem stark positiv-elektrischen Zustande des Ammoniums zuschreiben müssen, welcher sich durch das mächtige Bestreben desselben, sich in dem Volta'schen Kreise nach der negativen Oberfläche hin zu begeben, äußert.

Davy.

*) Nehmen wir an, daß im Innern der Erde die Metalle der Erden und der Alkalien, verbunden mit den gewöhnlichen Metallen, in grosser Menge vorhanden sind, so wird, wenn sie zufällig mit Luft oder mit Wasser in Berührung kommen, ein unterirdisches Feuer, und als Produkt eine erdige oder steinige Masse entstehen, die den Laven analog ist.

Davy.

Luft herab fallen, in unsere Atmosphäre im metallischen Zustande eintreten, und daß die Erden, aus denen sie größten Theils bestehen, durch Verbrennen erzeugt werden. . Doch hängt diese Idee nur sehr lose mit dem Ursprunge oder den Ursachen dieser Phänomene zusammen.

Z U S A T Z

über einige Bemerkungen der HH. Gay - Lussac und Thenard, und ob das Kalium aus Kali und Wasserstoff besteht *).

Nachdem ich die Thatfachen, von welchen der gegenwärtige Aufsatz handelt, der königlichen Gesellschaft der Wissenschaften schon vorgelegt hatte, fand ich in einem Blatte des *Moniteur* (Jahr 1808, Nr. 148.), das ich so eben erhalten, die Beschreibung einiger sehr merkwürdigen Versuche der HH. Gay - Lussac und Thenard, aus deren einem diese Naturforscher schliessen, „das *Kalium* scheine nichts anders als eine Verbindung von Kali mit Wasserstoff zu seyn“ **). Als sie nämlich Kalium mit Ammoniak - Gas erhitzten, wurde dieses Gas verschluckt, und es entband sich ein Volumen Wasserstoff - Gas, welches $\frac{2}{3}$ von dem

*) In dem Originale ist das, was ich hier als Zusatz hersetze, eine unter dem Texte fortlaufende Anmerkung.

Gilbert.

**) Diese Notiz aus dem *Moniteur* vom 27. Mai 1808 habe ich dem Leser dieser *Annalen* im Juni - Stücke 1808 (B. XXIX, S. 135) (und vervollständigt im 5. Stücke, 1809 (*Neue Folge*, B. II, S. 23) mitgetheilt; die angef. Stelle S. 36. *Gilb.*

anfänglichen Volumen des Ammoniak-Gas betrug; das Kalium nahm dabei eine grau-grüne Farbe an, und als es darauf stark erhitzt wurde, entband sich daraus noch $\frac{2}{3}$ der anfänglichen Menge des Ammoniak-Gas und so viel Wasserstoff-Gas und Stickgas, als $\frac{1}{2}$ oder etwas mehr des Ammoniak-Gas entsprach; als sie endlich Wasser hinzu steigen ließen und aufs Neue starke Hitze gaben, erhielten sie den Ueberrest des Ammoniak-Gas, und als Rückstand nichts als Kali.

Die Erscheinungen bei diesen zusammen gesetzten Processen lassen sich eben so gut erklären, wenn man annimmt, das Kalium sey einfach, als aus der Voraussetzung, es sey ein zusammen gesetzter Körper; und überlegt man die Thatfachen, welche ich in der gegenwärtigen und in meiner vorjährigen Abhandlung bekannt gemacht habe, so kann man unmöglich die Ansicht billigen, welche diese ausgezeichneten Chemiker in ihrer Notiz aufgefaßt haben.

Das Kali hat keine Verwandtschaft zum Ammoniak; davon habe ich mich durch zahlreiche Versuche überzeugt; und es verschluckt das Ammoniak-Gas nicht, wenn man sie mit einander erhitzt. Und doch würde nach ihrer Theorie dieses Gas, welches keine Verwandtschaft zum Kali hat, einen andern Körper davon abscheiden, der innig mit dem Kali vereinigt ist, und sich auf keine andere Art davon trennen liesse; dieses ist in der That nicht zu begreifen.

Ein Theil des Wasserstoff-Gas, das sich in
ihrem Versuche entband, kam von dem Wasser
herühren, welches in dem Ammoniak-Gas ent-
halten war; doch bei weitem nicht alles, weil
man sonst annehmen müßte, das Ammoniak-Gas
enthalte über die Hälfte seines Gewichts an Was-
ser. Man sieht aber nicht, warum das Wasserstoff-
Gas nicht alles durch Zersetzung des Ammoniaks
folgte entstanden seyn können. Das *Kalium* kann
im ersten Grade von Oxygenation zum Stickstoffe
Verwandtschaft haben; oder es kann in dem Au-
genblicke, wenn es mit dem Ammoniak in Ver-
bindung tritt, von diesem letztern einen Antheil
Wasserstoff-Gas abscheiden; und da alles Ammo-
niak sich nicht anders wieder erzeugen läßt, als
wenn Wasser mit einwirkt, so kann vielleicht das
Wasser den übrig bleibenden Elementen des Am-
moniaks den Wasserstoff und etwas Sauerstoff, und
dem *Kalium* den übrigen Sauerstoff zuführen.

Bevor man endlich schließen darf, daß in
diesem Versuche eine metallische Substanz zerlegt
worden sey, müßte bewiesen werden, daß der
Stickstoff keine Veränderung erlitten habe.

Bloßes Kali mit Wasserstoff verbunden kann
das *Kalium* nicht seyn. Dieses glaube ich durch
einen Versuch darthun zu können, zu dem ich
durch die wichtige Thatfache veranlaßt worden
bin, daß das *Kali* sich durch *Eisen* zersetzen läßt,
durch ein Verfahren, welches die HH. Gay-Lus-
sac und Thénard umständlich beschrieben haben.

Ich erhielt 1 Unze Kali einige Zeit lang im Glühen in einer eisernen Röhre, die sich in einem Flintenlaufe befand, in welchem zugleich $1\frac{1}{2}$ Unzen Eisen-Drehspäne bis zum Glühen erhitzt wurden. Als ich den Draht zurück zog, welcher die Röhre verstopfte, die das Kali enthielt, und nun das Alkali mit dem Metall in eine freie Verbindung trat, entwickelte sich, so bald beide mit einander in Berührung kamen, ein gasförmiger Körper. Diesen fing ich in einem schicklichen Apparate auf; und ob gleich sich etwas in der Luft verlor, während er durch das Kali hindurch ging, so erhielt ich doch, davon beinahe einen halben Kubikfuß. Die Prüfung zeigte, daß es Wasserstoff-Gas war. In der Röhre fanden sich zwei Produkte: *erstens*, wenige Gran *Kalium*, das mit etwas Eisen verbunden war, und sich während der Operation sublimirt hatte; und *zweitens* eine weiße, feuerbeständige, metallische Substanz, welche aus einer Legierung von Eisen mit *Kalium* bestand. Das erste dieser Produkte entzündete sich, als ich es auf Wasser warf, und glich in seinen Eigenschaften dem reinen *Kalium*, nur daß es ein größeres specifisches Gewicht und eine minder glänzende Farbe hatte, und beim Anlaufen in der Luft einen viel dunkleren Teint als das reine *Kalium* annahm.

Das glühend geschmolzte Kali ist die reinste Form, unter der wir dieses Alkali kennen. Diefem Versuche zu Folge würden wir aber, der Theo-

wie der HH. Gay-Lussac und Thénard gemäß, annehmen müssen, daß dieses Kali noch Wasser enthält, und zwar in solcher Menge, daß sich daraus Wasserstoff genug entbinden konnte, um das Kali (nach ihnen) zu metallisiren und noch in Menge als freies Wasserstoff-Gas zu entweichen. Das trockene Kali, wie wir es uns durch unsere Prozesse verschaffen, müßte also ihrer Theorie zu Folge ein zusammen gesetzter Körper seyn, der eine bedeutende Menge von einer Materie enthielte, die Wasserstoff herzugeben vermag; und was die Form und die Eigenschaften betrifft, die es haben würde, wäre es nicht mit dieser Materie verbunden, so könnten wir darüber gar nicht urtheilen; diese Frage käme daher wieder auf die vorhin behandelte allgemeine Frage zurück *).

Ich finde, daß das *Kalium*, in den elektrischen Versuchen, das Produkt des trockenen geglüheten Kali's seyn kann, und daß umgekehrt das Produkt des Verbrennens des *Kalium* in Sauerstoff-Gas ein so trockenes Alkali ist, daß eine starke Erhitzung und ein Aufkochen entsteht, wenn man Wasser hinzu bringt.

In dem Versuche der HH. Gay-Lussac und Thénard über die Einwirkung des *Kaliums* auf

*) Daß seitdem Herr d'Arcet, der Sohn, dargethan hat, daß wirklich das nach Berthollet's Art bereitete, glühend geschmolzte, Kali eine bedeutende Menge (über ein Viertel seines Gewichts) eines fremden Körpers, der höchst wahrscheinlich nichts anders als *Wasser* ist, enthalte, — wissen die Leser aus dem vorigen Bande dieser *Annalen*, St. 5, S. 40. Gilbert.

Ammoniak-Gas find die Menge des in der ersten Operation entbundenen Wasserstoff-Gas, und die Menge des Wasserstoff-Gas, welche in dem in der zweiten Operation entbundenen Ammoniak-Gas enthalten ist, zusammen genommen genau der Menge von Wasserstoff gleich, welche in dem Anfangs vorhandenen Ammoniak-Gas als Bestandtheil vorhanden war. Aber es fehlt an einem Beweise, daß hierbei das Wasserstoff-Gas aus dem *Kalium* entbunden wird; denn weder das verschwundene Ammoniak wird wieder erzeugt, noch wird das Kali anders als durch Zersetzung einer Substanz gebildet, die in ihrer Mischung Sauerstoff und Wasserstoff enthält; und wenn Kalium, Ammoniak, und Wasser hierbei auf einander einwirken, so muß das Resultat natürlich Kali, Ammoniak, und eine Menge von Wasserstoff-Gas, der gleich seyn, welche durch die bloße Einwirkung des Wassers auf das *Kalium* entbunden wird, welches wirklich, der Angabe nach, Statt finden soll.

In Ermangelung anderer Beweise läßt sich noch anführen, daß die chemischen Eigenschaften des *Kaliums* so wesentlich von denen verschieden sind, welche man von einer Verbindung von Kali mit Wasserstoff erwarten sollte, daß dadurch die Frage fast allein schon entschieden wird. Das *Kalium* wirkt weit heftiger als das Kali auf Wasser, und es findet dabei eine weit größere Erhitzung Statt; wäre aber Kalium aus Kali und Wasserstoff zusammen gesetzt, so müßte die Verwandtschaft

des Kali zum Wasser durch diese Verbindung, in der es steht, geschwächt werden, auch die Erhitzung kleiner seyn, da das Wasserstoff-Gas Wärme mit fort führt. Das *Kalium* brennt im kohlenfauren Gas, und schlägt daraus den Kohlenstoff nieder; Wasserstoff-Gas, das mit kohlenfaurem Gas elektrifirt wird, verwandelt dagegen dieses in gasförmiges Kohlenstoff-Oxyd. — Das Kali hat eine sehr kleine Verwandtschaft zum Phosphor, und gar keine zum Arsenik; und doch äußert, nach den Versuchen der HH. Gay-Lussac und Thenard, das *Kalium* eine so große Verwandtschaft auf beide, daß es das Phosphor-Wasserstoff-Gas und das Arsenik-Wasserstoff-Gas zersetzt, und zwar das erstere unter Entzündung; wie soll aber Wasserstoff unter einer Form, von Wasserstoff unter einer andern Form, Phosphor oder Arsenik trennen können?

Liesse sich der Versuch der HH. Gay-Lussac und Thenard allein aus der Annahme erklären, daß der Wasserstoff aus dem *Kalium* herrührt, so würde diese Thatfache ein wichtiges Zeugniß für die Theorie des Phlogistons abgeben. Doch würde sie immer nicht darthun, daß das *Kalium* aus Wasserstoff und Kali zusammen gesetzt ist, sondern nur, daß es aus Wasserstoff und aus einer unbekannten Basis besteht, und daß das Kali eine Verbindung dieser Basis mit Wasser ist.

[Das Folgende war in dem gedruckten Exemplare, welches Herr Davy von seiner Abhandlung

nach Frankreich geschickt hat, mit der Feder beigefchrieben.]

Seit dem ich dieses geschrieben habe, ist die gegenseitige Einwirkung des *Kaliums* und des *Ammoniaks* auf einander, unter abgeänderten Umständen, von mir untersucht worden. Wenn man den Versuch unter Berührung mit Platin *), und so, daß alle Feuchtigkeit ausgeschlossen ist, anstellt, so reproducirt sich kaum ein wenig Ammoniak, und durch Destillation in einer sehr starken Hitze erhält man etwas mehr als die Hälfte des Wasserstoffs und des Stickstoffs, die in der Zusammensetzung geblieben waren. Es zeigt sich dann in diesem Versuche ein Verlust an Stickstoff; und statt dieses Stickstoffs läßt sich nichts finden, es sey denn Sauerstoff, der sich mit dem Kalium verbunden habe, und ein wenig Wasserstoff.

Ich bin durch zahlreiche Versuche, die mich beinahe vier Monate beschäftigt haben, auf eine sehr starke und erstaunende Folgerung geführt worden, der ich so lange als möglich widerstanden habe: daß nämlich Ammoniak und Wasser aus einerlei *ponderabler* Materie bestehen; und daß ihre eigenthümlichen Formen und die Formen der Gasarten, welche sie hergeben (des Sauerstoffgas und Wasserstoffgas, Stickgas und der Zusammensetzungen aus Stickstoff und Sauerstoff) auf elektrischen Kräften oder *imponderabeln* Wirkungsmitteln beruhen.

*) *Par le contact du Platine*; das heißt wahrscheinlich so, daß beide Körper bloß mit Platin in Berührung sind.

Gilbert.

II.

Z w e i B e r i c h t e

des Herrn

L A P L A C E.

Als Einleitung zu dem folgenden Aufsatze.

Frei übersetzt von Gilbert *).

1. Ueber das scheinbare Anziehen und Zurückstoßen, welches sich bei kleinen Körpern zeigt, die auf der Oberfläche eines Flüssigen schwimmen.

Ich habe in meiner Theorie der Haarröhren-Kraft der Analyse den Fall unterworfen, wenn zwei senkrechte und parallele, einander sehr nahe, Platten, die mit ihren untern Enden in eine Flüssigkeit eingetaucht sind, einander anziehen. Ich habe gezeigt, daß, wenn diese Platten von gleicher Materie sind, die Haarröhren-Kraft sie einander zu nähern strebt, gleich viel, ob das Flüssige in der

*) Herr La Place hat den ersten dieser Berichte am 29. Sept. und den zweiten am 24. Novemb. 1806 in der ersten Klasse des National-Instituts vorgelesen. Beide übertrage ich hierher aus dem *Journ. de Phys.* 1806, t. 2, als eine zweckmäßige, populäre und doch ziemlich umständliche, Einleitung zu dem dritten Haupttheile seiner Untersuchungen über die haarröhren-artigen Erscheinungen.

Gilbert.

Berührung mit ihnen angehoben oder herab gedrückt wird, wie das erstere bei Elfenbein-Platten, das zweite bei den Blättchen des venetianischen Talks geschieht, wenn man sie in Wasser taucht; letztere, die sich fettartig anfühlen lassen, werden vom Wasser nicht genäßt. Die beiden Platten erleiden unter diesen Umständen jede einen Druck nach der andern zuwärts, der sich folgender Massen bestimmen läßt. Das Flüssige wird an den beiden entgegengesetzten Oberflächen jeder dieser Platten angehoben oder herab gedrückt, und zwar so, daß die obersten der angehobenen oder die tiefsten der herab gedrückten Theile in gerader und horizontaler Linie liegen. Sind die Platten einander sehr nahe, so wird das Flüssige an der innern Seite, die sie einander zuwenden, stärker als an der äußeren angehoben oder herab gedrückt. „Nun denke man sich ein Parallelepipedum des Flüssigen, das zur Grundfläche den Flächenraum hat, der zwischen jenen beiden Horizontallinien liegt, welche durch die Grenzen der Anhebung oder des Niederdrückens an beiden Seitenflächen gehen, und dessen Höhe gleich ist der halben Summe der Größen, um welche das Flüssige an der innern und an der äußern Seite jeder Platte über das Niveau erhoben oder unter dasselbe herab gedrückt ist. Das Gewicht eines solchen Parallelepipedums des Flüssigen ist dem Drucke gleich, der jede der Platten nach der andern zu treibt.“ Dieses Theorem lehrt uns die wahre Ursache der scheinbaren Anziehung

ken-

kennen, die sich zwischen schwimmenden Körpern zeigt, wenn das Flüssige in der Berührung mit ihnen angehoben oder herab gedrückt wird.

Nun aber lehrt uns die Erfahrung, daß diese Körper einander abstossen, wenn der Eine das Flüssige anhebt, indess der Andere es herab drückt. Ich habe meine Analyse auf dieses scheinbare Abstossen angewendet, und sie hat mich zu folgenden Resultaten geführt, welche die Theorie der Haarröhren - Kraft vervollständigen, und von denen ich geglaubt habe, daß sie die mathematischen Physiker interessieren werden.

Die beiden Platten mögen wieder senkrecht und mit einander parallel seyn, und das in allen Entfernungen bleiben. Man denke sich den Durchschnitt, den eine auf beide senkrecht stehende Vertikal-Ebene mit der Oberfläche des Flüssigen zwischen beiden Platten macht. Diese Durchschnittslinie hat einen Wendungspunkt, wenn beide Platten einige Centimeter von einander entfernt sind. Nähert man sie einander, so rückt der Wendungspunkt weiter nach einer von ihnen hin; und zwar nach der Platte, welche das Flüssige herab drückt, im Fall an den äußeren Seiten das Flüssige mehr angehoben als herab gedrückt ist; dagegen nach der, welche das Flüssige anhebt, im umgekehrten Falle. Immer bleibt der Wendungspunkt in dem Niveau des Flüssigen, welches sich in dem Gefäße befindet, in das die Platten eingetaucht sind, und immer steht das Flüssige an der innern Seite

der Platten an der einen weniger hoch, an der andern weniger tief, als an den äußern Seiten. In diesem Zustande scheinen die beiden Platten einander abzustossen; und dieses findet, wenn man fortfährt sie einander näher zu bringen, so lange Statt, als noch ein Wendungspunkt vorhanden ist. Dieser fällt zuletzt in eine der beiden innern Seitenflächen der Platten. Auch über diese Grenze hinaus findet noch Abstoßung Statt, endlich aber wird sie bei weiterer Annäherung der Platten an einander null, und verwandelt sich in Anziehung. In diesem Augenblicke steht das Flüssige an der innern und an der äußern Seite der nässbaren Platte in gleichen Höhen über dem Niveau; und an der andern Platte steht es an der innern Seite eben so hoch über, als an der äußern Seite unter dem Niveau. Das Abstoßen verwandelt sich so in ein Anziehen für beide Platten in demselben Augenblicke. Nähert man sie einander noch mehr, so ziehen sie sich wirklich an, und kommen mit einander durch beschleunigte Bewegung in Berührung. Die Platten geben auf diese Art die merkwürdige Erscheinung einer auf sehr kleine Entfernungen beschränkten Anziehung, die sich über eine gewisse Grenze hinaus in Abstoßung verwandelt; eine Erscheinung, welche uns die Natur auch beim Ablenken des Lichts dicht an der Oberfläche der Körper, und bei den elektrischen und magnetischen Anziehungen zeigt. Es giebt indess einen Fall, in welchem die Platten sich in jeder auch noch so kleinen

nen Entfernung von einander abstossen; wenn nämlich die Grösse, um welche die eine das Flüssige anhebt, genau der gleich ist, um welche die andere dasselbe niederdrückt. Die flüssige Oberfläche zwischen beiden Platten hat dann immer eine Wendungslinie, und diese liegt in ihrer Mitte.

Die Gestalt der Oberfläche des Flüssigen zwischen den beiden Platten wird durch eine Differential-Gleichung gegeben, deren Integration im Allgemeinen von der Rectification der Kegelschnitte abhängt, sich also nicht durch einen endlichen Ausdruck geben läßt. Dieses wird indess möglich für die Entfernung der beiden Ebenen von einander, in welcher die Abstossung sich in Anziehung verwandelt: dann läßt sich die Entfernung in einer Function der Grösse, um welche das Flüssige an den äussern Seiten der Platten erhoben und nieder gedrückt wird, geben. Man findet auf diese Art, daß diese Entfernung unendlich groß ist, wenn das Flüssige an der äussern Seite der nicht-nähsbaren Platte nur unendlich wenig nieder gedrückt wird; und daraus folgt, daß die beiden Platten sich alsdann nie zurück flossen. Auch bei merkbarem Niederdrücken an der Aussenseite kann dasselbe Statt finden, wenn das Reiben an der Innenseite macht, daß hier das Flüssige ein wenig höher steht, als es ohne dies stehen würde; eine Wirkung, der analog, die man täglich beim Fallen des Barometers wahrnehmen kann. Noch erhellt aus dieser Analyse, daß, wenn die Ober-

fläche der näfsbaren Platte befeuchtet ift, die beiden Platten fich in einer fehr merkbaren und grössern Entfernung, als zuvor, anziehen werden. Man darf also nicht fagen, dafs zwei Platten, von denen die eine näfsbar ift, die andere nicht, fich immer zurück ftossen werden. Es tritt hier etwas Aehnliches ein, als bei zwei Kugeln, die gleichartig elektrifirt find, und fich dennoch anziehen, wenn man die Intensität ihrer Elektricitäten und ihre Entfernung danach abändert.

Das Bestreben, welches die beiden Platten zeigen, fich eine der andern zu nähern, und ihr gegenseitiges Abftossen, lassen fich vermöge der beiden folgenden Theoreme schätzen.

Aus welcher Materie auch die beiden Platten bestehen, immer strebt die eine zur andern hin mit einer Kraft, welche gleich ift dem Gewichte eines Parallelepipedons des Flüssigen, das zur Länge die Länge der Platte in horizontaler Richtung, zur Breite die halbe Summe der Höhen hat, um welche das Flüssige an der innern und an der äufsern Seite der Platte über das Niveau angehoben ift; und zur Höhe die Differenz dieser beiden Anhebungen. Vertiefung über dem Niveau mufs man hierbei für negative Anhebung nehmen. Ist das Produkt jener drei Gröfsen negativ, so tritt statt Anziehung Zurückftossung ein.

Sind die Platten einander fehr nahe, so ift die Höhe, um welche das Flüssige zwischen ihnen

angehoben ist, ihrem Abstände von einander verkehrt proportional, und gleich der halben Summe der Anhebungen, die Statt finden würden, wenn die beiden Platten ein Mahl aus der Materie der ersten, und das zweite Mahl aus der Materie der andern Platte beständen. Auch hier muß man die Anhebung negativ setzen, wenn statt ihrer Vertiefung Statt findet.

Man sieht aus diesen Theoremen, daß die abstoßende Kraft im Allgemeinen sehr viel schwächer als die anziehende Kraft ist, die sich, wenn die Platten einander sehr nahe sind, entwickelt, und sie dann mit beschleunigter Bewegung eine zur andern führt. In diesem Falle ist die Anhebung des Flüssigen zwischen den beiden Ebenen im Vergleiche mit der an der äußern Seite derselben sehr groß, und man kann daher das Quadrat der letztern Anhebung im Vergleiche mit dem Quadrate der erstern vernachlässigen. Das Parallelepipedon des Flüssigen, dessen Gewicht, zu Folge des ersten Theorems, das Bestreben einer Platte nach der andern hinwärts mißt, läßt sich dann ausdrücken durch das Produkt aus dem Quadrate der Anhebung des Flüssigen zwischen beiden Platten, in die halbe Länge der Platte in horizontaler Richtung. Und da diese Anhebung, dem zweiten Theoreme zu Folge, dem Abstände der beiden Platten von einander verkehrt proportional ist; so wird dieses Parallelepipedon der horizontalen Länge der Platte, dividirt durch das Quadrat der Entfer-

fläche der näfsbaren Platte befeuchtet ist, die beiden Platten sich in einer sehr merkbaren und grössern Entfernung, als zuvor, anziehen werden. Man darf also nicht sagen, dafs zwei Platten, von denen die eine näfsbar ist, die andere nicht, sich immer zurück stossen werden. Es tritt hier etwas Aehnliches ein, als bei zwei Kugeln, die gleichartig elektrifirt sind, und sich dennoch anziehen, wenn man die Intensität ihrer Elektricitäten und ihre Entfernung danach abändert.

Das Bestreben, welches die beiden Platten zeigen, sich eine der andern zu nähern, und ihr gegenseitiges Abstossen, lassen sich vermöge der beiden folgenden Theoreme schätzen.

Aus welcher Materie auch die beiden Platten bestehen, immer strebt die eine zur andern hin mit einer Kraft, welche gleich ist dem Gewichte eines Parallelepipedons des Flüssigen, das zur Länge die Länge der Platte in horizontaler Richtung, zur Breite die halbe Summe der Höhen hat, um welche das Flüssige an der innern und an der äufsern Seite der Platte über das Niveau angehoben ist; und zur Höhe die Differenz dieser beiden Anhebungen. Vertiefung über dem Niveau mufs man hierbei für negative Anhebung nehmen. Ist das Produkt jener drei Gröfsen negativ, so tritt statt Anziehung Zurückstossung ein.

Sind die Platten einander sehr nahe, so ist die Höhe, um welche das Flüssige zwischen ihnen

angehoben ist, ihrem Abstände von einander verkehrt proportional, und gleich der halben Summe der Anhebungen, die Statt finden würden, wenn die beiden Platten ein Mahl aus der Materie der ersten, und das zweite Mahl aus der Materie der andern Platte beständen. Auch hier muß man die Anhebung negativ setzen, wenn statt ihrer Vertiefung Statt findet.

Man sieht aus diesen Theoremen, daß die abstoßende Kraft im Allgemeinen sehr viel schwächer als die anziehende Kraft ist, die sich, wenn die Platten einander sehr nahe sind, entwickelt, und sie dann mit beschleunigter Bewegung eine zur andern führt. In diesem Falle ist die Anhebung des Flüssigen zwischen den beiden Ebenen im Vergleiche mit der an der äußern Seite derselben sehr groß, und man kann daher das Quadrat der letztern Anhebung im Vergleiche mit dem Quadrate der erstern vernachlässigen. Das Parallelepipedon des Flüssigen, dessen Gewicht, zu Folge des ersten Theorems, das Bestreben einer Platte nach der andern hinwärts mißt, läßt sich dann ausdrücken durch das Produkt aus dem Quadrate der Anhebung des Flüssigen zwischen beiden Platten, in die halbe Länge der Platte in horizontaler Richtung. Und da diese Anhebung, dem zweiten Theoreme zu Folge, dem Abstände der beiden Platten von einander verkehrt proportional ist; so wird dieses Parallelepipedon der horizontalen Länge der Platte, dividirt durch das Quadrat der Entfer-

nung der beiden Platten von einander, proportional seyn.

Ich wünschte zu wissen, in wie weit die Resultate aus meiner Theorie der Natur entsprechen, und ersuchte in dieser Absicht Herrn Haüy, einige Versuche über diesen Gegenstand, der ebenso delikat als merkwürdig ist, anzustellen. Er fand, daß die Analyse völlig mit der Erfahrung übereinstimmt; und mit besonderer Sorgfalt bewährte er hierbei die sonderbare Verwandlung der Anziehung in Abstoßung bei zunehmender Entfernung.

2. *Ueber die Adhäsion der Körper an der Oberfläche von Flüssigkeiten.*

Man hatte eine große Menge von Versuchen über die Adhäsion der Körper an der Oberfläche von Flüssigkeiten angestellt, ohne geahndet zu haben; daß diese Adhäsion eine Wirkung der Haarröhren-Kraft sey. So viel ich weiß, ist Herr Thomas Young der Erste, der diese scharfsinnige Bemerkung gemacht hat *). Als ich meine Analyse auf diese Versuche anwendete, fand sich, daß sie sie so genau darstellt; als es bei so feinen Versuchen, die nicht immer unter einander selbst übereinstimmen, nur immer zu erwarten war. Da die Erscheinungen, welche von der Haarröhren-

*) In den *Philosophical Transact. of the Roy. Soc. of London*, 1806.

Kraft herrühren, jetzt auf eine mathematische Theorie zurück geführt sind, so fehlt es diesem interessanten Zweige der Physik nur noch an einer Reihe genauer Versuche, in welcher man alles, was die Wirkungen dieser Kraft stören kann, sorgfältig absondert.

Das Bedürfnis sehr genauer Versuche wird desto merkbarer, je vollkommener die Wissenschaften werden. Eben so sehr, als den großen Entdeckungen in der Mechanik und der Analyse, haben wir der Erfindung des Fernrohrs und des Pendels die unermesslichen Fortschritte der Astronomie zu verdanken. Man kann daher die Physiker nicht oft genug anmahnen, den Resultaten ihrer Versuche die größte mögliche Präcision zu geben; und man kann einen geschickten Künstler, der sich der Vervollkommnung der wissenschaftlichen Instrumente widmet, nicht Aufmunterung genug zukommen lassen. Ein schlecht angestellter Versuch ist mehrmals die Ursache vieler Irrthümer geworden; indess ein gut gemachter Versuch für immer besteht, und vielleicht zu einer Quelle von Entdeckungen wird. Man fusst auf ihn mit Sicherheit. Aber der vorsichtige Physiker hält es für seine Pflicht, die Resultate derjenigen Versuche selbst zu prüfen, die von Beobachtern herrühren, welche noch keinen gegründeten Ruhm der Genauigkeit erworben haben.

Wenn man mit der Oberfläche von Wasser, das in einem weiten Gefäße ruhig steht, eine Glas-

scheibe in Berührung gebracht hat, und sie wieder fortheben will, so empfindet man einen desto größern Widerstand, je größer die Fläche der Scheibe ist. Indem man sie aufhebt, erhebt man zu gleicher Zeit über dem Spiegel des Wassers eine Wassermasse, welche wie eine an ihrem Umfange vertiefte Scheibe (oder wie ein Rollenhals) gestaltet ist. Ihre untere Grundfläche verbreitet sich unbestimmt über die Wasserfläche; weiter herauf zieht sie sich zusammen bis auf etwa sieben Zehntel ihrer Höhe; dann erweitert sie sich wieder und bedeckt die Oberfläche der Glascheibe mit ihrer obern Grundfläche. Ihr Volumen läßt sich durch folgende Betrachtung bestimmen.

Man denke sich in dem Innern dieser Wasserfäule einen sehr kleinen Kanal, der in der Ebene ihrer größten Verengung in horizontaler Lage anfängt, sich dann herabwärts krümmt, senkrecht bis zum Niveau des Wassers im Gefäße herab geht, und hier wieder horizontal wird. Es fällt in die Augen, daß, wenn jene Wasserfäule im Gleichgewichte ist, die Haarröhren-Kraft, welche von der Gestalt der Oberfläche des Wassers herrührt, dem Gewichte des Wassers in dem senkrechten Arme des Kanals gleich seyn muß. Wird die Scheibe höher angehoben, so erhält dieses Gewicht die Oberhand über die Haarröhren-Kraft, und nun trennt sich die Wasserfäule von der Scheibe. Das Gewicht der Wasserfäule, die bei diesem Zustande des Gleichgewichts angehoben ist, dient folglich dem Wider-

stande, der sich beim Losreißen der Scheibe äußert, zum Masse. Die Analyse lehrt, daß, wenn die Scheibe einen beträchtlichen Durchmesser hat, (das heißt, von 0,03 Meter und mehr) dieses Gewicht dem eines Wassercylinders gleich ist, der die Oberfläche der Scheibe zur Grundfläche hat, und dessen Höhe, in Millimeter ausgedruckt, gleich ist der Quadratwurzel der in Millimeter gegebenen Höhe, bis zu welcher Wasser in einer Haarröhre aus derselben Glasart, von 1 Millimeter Weite, ansteigt. Die untere Fläche der Scheibe ist eine berührende Ebene für die Oberfläche des Wassers; wenn statt dessen diese beiden Oberflächen einander schnitten, so müßte diese Zahl noch mit dem Cosinus des halben spitzen Winkels, unter dem beide sich schneiden, multiplicirt, und mit der Quadratwurzel des Cosinus dieses ganzen Winkels dividirt werden.

Wenn das Flüssige in einer Haarröhre, die aus derselben Materie als die Scheibe besteht, nicht angehoben, sondern nieder gedrückt wird, wie das bei Quecksilber und Glas der Fall ist, so hat die von der Scheibe angehobene Säule des Flüssigen nicht mehr die Gestalt eines Rollenhalfes. Ihre untere Grundfläche verbreitet sich zwar noch ins Unbestimmte über das Flüssige, in der Höhe verengert sie sich aber fortdauernd, bis wo sie die Scheibe berührt. In dem Zustande des Gleichgewichts ist das Gewicht dieser Säule gleich dem eines Cylinders, der die Oberfläche der Scheibe zur

Grundfläche hat, und dessen Höhe, in Millimeter ausgedruckt, gleich ist der in Millimeter gegebenen Tiefe, bis zu welcher das Flüssige in einem Haarrohre, aus derselben Materie als die Scheibe, von 1 Millimeter Durchmesser, niedergedrückt wird, multiplicirt mit dem Sinus des halben spitzen Winkels, den die Oberfläche des Flüssigen mit der Scheibe macht, und dividirt durch die Quadratwurzel des Cosinus desselben ganzen Winkels.

Ist der Durchmesser der Scheibe kleiner als 0,03 Meter, so bedürfen diese Resultate noch einer kleinen Correction, welche ich angegeben habe, und die sich bei größern Scheiben ohne merklichen Fehler vernachlässigen läßt.

Wir wollen uns eine Glascheibe von 0,1 Meter Durchmesser denken, und das, was uns die vorher gehenden Resultate für sie geben, mit der Erfahrung vergleichen. Da, zu Folge der Versuche des Herrn Haüy (oben S. 97.), Wasser in einer Haarrohre aus Glas, die 1 Millimeter weit ist, zu einer Höhe von 13,569 Millimeter über das Niveau ansteigt, so würde, nach dem ersten der vorstehenden Theoreme, eine Kraft von 28,931 Grammes erfordert werden, um jene Glascheibe von der Oberfläche des ruhig stehenden Wassers los zu reißen. Hr. Achard fand bei seinen Versuchen diese Kraft gleich 29,319 Grammes, welches nur sehr wenig von dem Resultate der Berechnung abweicht. Ueber die Kraft, welche nöthig ist, um eine Glascheibe von Quecksilber los zu rei-

sen, hat man zwar auch einige Versuche; um sie mit der Theorie vergleichen zu können, müßte man indess den Winkel kennen, den das Quecksilber mit dem Glase macht, da, wo es mit demselben in Berührung kommt. Aus einem recht genauen Versuche dieser Art würde sich dieser finden lassen; er scheint 30 bis 40° zu betragen.

Legt man zwei Glascheiben, die man mit Wasser genäst hat; horizontal auf einander, so adhären sie an einander mit einer beträchtlichen Kraft. Das Wasser zwischen ihnen hat nun die Gestalt einer an ihrem Umfange vertieften Rolle, und der kleinste Krümmungshalbmesser der Oberfläche desselben ist sehr nahe gleich der halben Dicke der Wasserschicht. Vernachlässigt man daher, wie das bei Scheiben von grossem Durchmesser erlaubt ist, ihren grössten Krümmungshalbmesser, so findet sich der Widerstand, der sich beim Losreißen der Scheiben von einander äussert, gleich dem Gewichte eines Wassercylinders, der die Oberfläche der Scheibe zur Grundfläche, und zu seiner Höhe die Höhe hat, bis zu welcher Wasser zwischen zwei parallelen Ebenen ansteigt, deren Entfernung dem Abstände der beiden Scheiben von einander gleich ist. Hr. Guyton de Morveau hat einen Versuch dieser Art mit zwei Glascheiben von 81,21 Millimeter Durchmesser angestellt, und die Kraft, welche nöthig war, um sie aus einander zu reißen, gleich 250,6 Grammes gefunden. Nach dem vorstehenden Theoreme hätte sie nur

155,78 Grammes, also um ein Drittel weniger betragen sollen. Diese Verschiedenheit rührt wahrscheinlich her, entweder von einer unrichtigen Schätzung der Entfernung der beiden Scheiben von einander, die bei so kleinen Abständen äußerst schwierig ist, oder von den Ungleichheiten der Oberflächen der Scheiben, die es schwer hält, vollkommen eben zu machen *).

* *

Kleine feste Körper bleiben an der Oberfläche von Flüssigkeiten schweben. Folgendes ist das allgemeine Princip für alle diese Erscheinungen: „Wenn man einen Körper in ein Flüssiges eintaucht, „das durch die Haarröhren-Kraft um ihn niedergedrückt oder angehoben wird, so ist der Gewichts-Verlust desselben im ersten Falle größer, „im zweiten Falle kleiner als das Gewicht eines „Wasser-Volumens, das dem unter dem Niveau „eingesenkten Theile des Körpers gleich ist, und „zwar um das Gewicht des durch die Haarröhren-Kraft des Körpers nieder gedrückten oder angehobenen Volumens der Flüssigkeit.“ Ist der feste Körper ganz untergetaucht, so verschwindet alle Haarröhren-Wirkung, und dieses Princip verwandelt sich in das bekannte hydrostatische Gesetz.

*) Herr Gay-Lussac scheint, nach dieser Stelle zu urtheilen, die Versuche, welche man in dem folgenden Haupttheile findet, später angestellt zu haben, als Herr La Place diesen Bericht schrieb. Von dem, was nun unmittelbar folgt, hat Herr La Place schon in dem zweiten Haupttheile (s. S. 174) gehandelt. *Gilbert.*

Der Beweis dieses Princips beruht darauf, daß die Wasserfäule unter dem Körper den neben stehenden Wasserfäulen das Gleichgewicht nicht halten könnte, wenn nicht der feste eingetauchte Körper, im Falle er das Flüssige herab drückt, auf Kosten seines Gewichts die Leere compensirte, die er durch die haarröhren-artige Wirkung hervor bringt; und im Falle er das Flüssige anhebt, auf Kosten seiner minder specifischen Schwere das Gewicht des angehobenen Flüssigen ausgleicht. Die haarröhren-artige Wirkung strebt im ersten Falle den Körper anzuheben, und dieser kann an der Oberfläche des Flüssigen schweben bleiben, wenn er gleich specifisch schwerer als das Flüssige ist; im zweiten Falle strebt sie den Körper in das Flüssige herab zu ziehen.

Ein kleiner, sehr feiner, Stahlcylinder, der durch einen Firnißüberzug oder durch eine dünne Lage Luft um ihn her, gegen das Nässen durch das Wasser geschützt ist, bleibt auf diese Art an der Oberfläche des Wassers schweben und wird vom Wasser getragen. Legt man zwei solche gleiche Stahlcylinder neben einander auf die Oberfläche von Wasser, so daß beide sich berühren, daß aber das Ende des einen über das des andern heraus reicht, so sieht man sie sogleich neben einander hingleiten, bis ihre Theile neben einander liegen. Der Grund davon fällt leicht in die Augen. An den sich berührenden Theilen der beiden Cylinder wird das Flüssige durch die Haarröhren-Kraft tiefer, als an den andern Enden herab gedrückt. Die Basis dieser letztern Theile wird folg-

lich stärker gedrückt als die Basis der andern Theile, weil das Flüssige dort höher steht; jeder der beiden Cylinder strebt folglich mit dem andern immer mehr, seiner ganzen Länge nach in Berührung zu kommen. Da aber beschleunigende Kräfte ein System von Körpern, das nicht im Gleichgewichte ist, stets über die Lage des Gleichgewichts hinaus führen, so wird jeder der beiden Cylinder abwechselnd mit dem einen Ende und dann wieder mit dem andern Ende über den andern Cylinder hinaus gehen; wegen des Widerstandes, den sie leiden, werden diese Oscillationen immer schwächer, und wenn sie endlich ganz aufhören, so liegen die Enden der beiden Cylinder neben einander. Diese Oscillationen ließen sich durch die Analysis bestimmen, und man könnte dann auch bei diesem Gegenstande die Theorie der Haarröhren-Kraft mit den Versuchen zusammen halten. Solche Vergleichungen sind die wahren Prüfsteine der Theorien, die nur dann nichts mehr zu wünschen übrig lassen, wenn man mittelst ihrer alle Wirkungen, die unter gegebenen Umständen erfolgen müssen, vorher sagen und sie zugleich ihrer Gröfse nach genau bestimmen kann.

Betrachtet man das Ganze der haarröhren-artigen Erscheinungen, und überlegt man die Abhängigkeit aller von dem einzigen Principe, daß die Anziehung der kleinsten Körpertheilchen ausnehmend schnell abnimmt, wenn die Entfernung bis

zum Merkbarwerden zunimmt; so ist es unmöglich, an der Wahrheit dieses Princips zu zweifeln. Diese Anziehung ist die Ursache der chemischen Verwandtschaften. Sie ist nicht bloß auf die Oberfläche der Körper eingeschränkt, sondern dringt in ihr Inneres bis auf eine Weite ein, die zwar für unsere Sinne nicht mehr wahrnehmbar ist, in dem Spiele der Verwandtschaften sich aber sehr merkbar äußert. Sie ist es, auf welche der Einfluss der Massen bei den Verwandtschaften beruht, welche Hr. Berthollet auf eine so neue und glückliche Art nachgewiesen hat. In Verbindung mit der Figur der haarröhren-artigen Räume bewirkt sie eine kaum zu zählende Menge von Erscheinungen, die jetzt, eben so gut als die Erscheinungen an dem Himmel, unter das Gebiet der Analyse gehören. Die Theorie dieser haarröhren-artigen Erscheinungen ist der Punkt der Physik und Chemie, die sich am innigsten berühren; zwei Wissenschaften, die jetzt überhaupt so in einander greifen, daß man die eine mit keinem großen Erfolge bearbeiten kann, wenn man nicht zugleich die andere ergründet hat. Die Aehnlichkeit der Figur der durch die Haarröhren-Kraft angehobenen, herab gedrückten, oder abgerundeten Flüssigkeiten, mit Oberflächen, welche durch die Curven erzeugt werden, die unter dem Namen der *Kettenlinie*, der *Lintearia* und der *Elastica* bekannt sind, und mit denen die Geometer sich beim Entstehen der Infinitesimal-Rechnung beschäftigten, hat einige Physiker auf den Gedanken geführt, es möchten wohl auch die

Oberflächen der Flüssigkeiten gleichförmig gespannt seyn, eben so wie die elastischen Oberflächen. Segner *), der diesen Gedanken zuerst gehabt zu haben scheint, sah zwar ein, daß dieses nur eine Fiction seyn könne, die dazu diene, die Wirkungen einer sehr schnell abnehmenden Anziehung zwischen den Theilchen der Körper darzustellen, und dieser geschickte Mathematiker hat versucht, zu beweisen, daß eine solche Anziehung auf dasselbe Resultat führen müsse; folgt man aber seinen Schlüssen, so zeigt sich leicht, daß sie wenig genau sind, und aus seiner Schlussanmerkung scheint zu erhellen, daß sie ihm selbst nicht genügt haben. Andere Physiker haben diese Meinung von einer gleichförmigen Spannung der flüssigen Oberflächen wieder aufgenommen, und sie auf verschiedene haarröhren-artige Erscheinungen angewendet; sie sind indess in der Erklärung dieser Kraft nicht glücklicher als Segner gewesen, und die Klügsten unter ihnen haben sich begnügt, dieses als ein Mittel zu betrachten, die Erscheinungen darzustellen. Giebt man sich allen den Vermuthungen hin, welche beim ersten Anblicke von Erscheinungen entstehen, so kann man wohl auf einige Wahrheiten stoßen; diese sind aber fast immer mit vielen Irrthümern vermenget, und die Entdeckung derselben gebührt nur dem, der sie von diesem Zusatze befreiet, und sie durch Beobachtung oder durch Rechnung fest begründet.

*) *Comment. Soc. Reg. Götting. t. I.*

III.

THEORIE DER KRAFT,
*welche in den Haarröhren und bei ähnlichen
Erscheinungen wirkt;*

von

P. S. L A P L A C E,

Kanzler des Senats,

Groß-Officier der Ehrenlegion und Mitgl. des Nat. Instit.

DRITTER HAUPTTHEIL.

Theorie des Anziehens und Abstoßens schwim-
mender Körper, der Adhäsion einer Scheibe an
einer flüssigen Oberfläche, und der Figur eines
großen Quecksilber-Tropfens;

mit

prüfenden Versuchen von Gay-Lussac.

Uebersetzt, mit einigen Anmerkungen,

von

Brandes und Gilbert.

N. *Von dem scheinbaren Anziehen und Abstoßen
schwimmender Körper.*

*) *Betrachtung des Falles, wenn beide schwimmende Körper
gleichartig sind.*

19. *) Wenn man zwei parallele und verti-
kale Ebenen mit ihren untern Seiten in ein Flüs-
siges taucht, so bemerkt man, daß diese Ebenen

*) Hier eingeschaltet aus der *Theorie etc.*

sich einander zu nähern streben, sowohl wenn das Flüssige sich neben ihnen erhebt, als auch, wenn es sich in ihrer Nähe niedriger hält, als das Niveau. Läßt man z. B. zwei kleine parallelepipedische Glasgefäße auf Wasser oder Quecksilber schwimmen, so gehen sie auf einander zu, so bald sie sich erheblich nahe gekommen sind.

Um die Gründe hiervon einzusehen, wollen wir die beiden Ebenen MB , NR (Fig. 18. Taf. III.) betrachten, und zuerst annehmen, das Flüssige erhebe sich zwischen ihnen. Der Druck, welchen der in einer dieser Ebenen unterhalb des Niveau's VW befindliche Punkt R von Aussen her leidet, läßt sich folgender Maaßen bestimmen. Man denke sich einen Kanal VSR , dessen einer Schenkel VS vertikal, der andere SR horizontal sey. Die Kraft, welche das in dem Schenkel VS befindliche Flüssige antreibt, ist $= g \cdot VS +$ der in V wirkenden Kraft, welche letztere theils von der Wirkung des Flüssigen auf den Kanal, theils von dem Drucke der Atmosphäre herrührt. Behält daher K seine vorige Bedeutung (siehe §. 1. am Ende), und stellt P den Druck der Atmosphäre vor, so ist die Kraft, welche das in dem vertikalen Schenkel befindliche Flüssige antreibt, $= g \cdot VS + K + P$. Auf das Flüssige in dem Schenkel SR wirken von R her zwei Kräfte: *erstens*, die Wirkung des Flüssigen auf diesen Schenkel $= K$, und *zweitens*, die Attraction der Ebene auf das Flüssige in demselben; diese letztere wird aber zerstört durch die

Attraction des Flüssigen auf die Ebene, und kann daher in der Ebene kein Bestreben auf Bewegung erzeugen; Wirkung und Gegenwirkung sind hierbei gleich und entgegen gesetzt, diese Attraktionen können also nur ein Anhängen der Ebene an dem Flüssigen bewirken, welches während der Ruhe in gar keine Betrachtung kommt. Der Druck in R ist also von *aussen* her $= g! \cdot VS + K + P - K = g \cdot VS + \mathbf{D}$.

Um den Druck zu bestimmen, welchen die Ebene in R von der *innern* Seite her leidet, denke man sich eben so einen zwischen den beiden Ebenen befindlichen Kanal OQR , dessen Schenkel OQ vertikal, und dessen Schenkel QR horizontal ist.

Aus den eben angeführten Gründen ist die auf das Flüssige in dem Schenkel OQ wirkende Kraft $= g \cdot OQ + P + K - \frac{H}{b}$, da nämlich das Flüssige in O auf diesen Schenkel mit der Kraft $K - \frac{H}{b}$ einwirkt (§. 1). Es ist aber (nach §. 6.) $\frac{H}{b} = g \cdot OP$, wenn P im Niveau des umgebenden unbegrenzten Flüssigen liegt. Die Kraft, welche das Flüssige in OQ befeelt, ist also $= P + K + g \cdot PQ$. Auf das Flüssige in dem Schenkel QR wirkt von R her wieder die Kraft $= K$. Also leidet der Punkt R von *Innen* her den Druck $= P + g \cdot PQ$. Dieser Druck ist folglich dem Drucke gleich, den der Punkt R von *Aussen* her leidet. Jeder Punkt der Ebene also, welcher *unterhalb des Niveau's* des unbe-

grenzten Flüssigen liegt, leidet von Aussen und von Innen gleichen Druck, und würde für sich allein im Gleichgewichte bleiben. Soll also ein ungleicher Druck entstehen, so muß dieser oberhalb P Statt finden.

Das Flüssige erhebe sich an der äussern Seite bis an Z , indem die Oberfläche desselben eine Curve $ZZ'V$ bilde; und an der innern Seite bis an N , und hier stehe es mit der krummen Oberfläche $NN'O$. Wir müssen also noch untersuchen, welchen Druck die Ebene oberhalb VP , bis an Z , und in noch grössern Höhen leidet. Diejenigen Punkte der Ebene, welche äusserst nahe bei Z und äusserst nahe bei N liegen, und gegen diese Punkte eine ähnliche Lage haben, in einem Abstände von Z und N , welcher die Grösse der merklichen Wirkungssphäre der Ebene nicht übertrifft, leiden, die ersten von Aussen, die letzten von Innen her, einen gleichen Druck; denn innerhalb der merklichen Wirkungssphäre der Ebenen ist die Oberfläche des Flüssigen, nahe bei Z und N , nur unmerklich verschieden. Man kann also den Druck auf diese Punkte ganz bei Seite setzen, da der Unterschied des innern und äussern Druckes, welcher hier etwa Statt finden möchte, theils äusserst geringe ist, theils nur in einem unmerklichen Raume Statt findet. Diesem zu Folge brauchen wir bloß diejenigen Punkte zu betrachten, wo die Wirkung der Ebene auf die Oberfläche aufhört, merklich zu seyn. Es sey Z' ein solcher Punkt der Oberfläche, $Z'q$ ein

horizontaler Kanal, und R der Krümmungshalbmesser der Oberfläche in Z' ; so ist die in Z' wirkende Kraft $= P + K - \frac{H}{R}$, oder $= P + K - g \cdot Z'T$, weil $g \cdot Z'T = \frac{H}{R}$ seyn muß, wie die Betrachtung des Gleichgewichts in einem Kanale $VFLZ'$ zeigt, wenn V und T in dem wahren Niveau des unbegrenzten Flüssigen liegen. Der äußere Druck in q ist also, wenn man $Z'T = x$ nennt, $= P + K - g \cdot x$. Der innere Druck in q ist dagegen $= P + K + g \cdot OP - gx - \frac{H}{b} = P + K - g \cdot x$. Also ist auch von Z bis G der innere und äußere Druck gleich.

Oberhalb Z ist überall der äußere Druck $= P$, der innere Druck auf einen Punkt R' aber $= P - \frac{H}{b} + g \cdot OQ'$; oder, wenn des Punktes R' Höhe über dem Niveau $= PQ' = z$ ist, $= P - g \cdot z$. Die Ebene wird also in jedem Punkte R' mit einer Kraft $= g \cdot z$ von außen nach innen gedrückt. In dem Theile NKO , welcher höher als der niedrigste Punkt O der Oberfläche in dem Raume zwischen den beiden Ebenen liegt, ist in N' der Druck $= P + K = \frac{H}{b'}$, wenn b' der Krümmungshalbmesser in N' ist; also ist der Druck in p' , $= P - \frac{H}{b'}$, wenn $N'p'$ horizontal ist. Es sey x' die Höhe des Punktes N' über der durch O gehenden Horizontalinie IK , so ist $\frac{H}{b'} = \frac{H}{b} + g \cdot x' = g \cdot p'G$. Also ist in p' der Druck von Außen nach Innen $= g \cdot p'G$, abermahl der Höhe über dem Niveau proportional.

Es läßt sich also leicht schließen, daß die Kraft, welche die Ebene NR von Außen nach Innen drückt, gleich ist dem Gewichte einer Wassersäule, deren Höhe $= \frac{1}{2}(NG + GZ)$ und deren Basis der oberhalb Z bis an N benetzte Theil der Ebene ist *).

Da die Ebene MB einen eben so großen Druck leidet, so kennen wir nun die Kraft, welche beide Ebenen antreibt, sich einander zu nähern. Diese Kraft wächst, wie man sieht, sehr nahe im umgekehrten Verhältnisse des Quadrates des Abstandes beider Ebenen von einander, wenn dieser Abstand sehr geringe ist. — Auch im leeren Raume bleibt dieses Resultat dasselbe; die Adhärenz der Ebene an das Flüssige bewirkt dann eben das, als hier der Druck der Atmosphäre.

Wenn das Flüssige zwischen den Ebenen *niedriger* steht, als außerhalb, so läßt sich eben so zeigen, daß der Druck, welchen jede Ebene von Außen nach Innen leidet, gleich ist dem Gewichte einer Säule dieses Flüssigen, welche die halbe Summe der Depressionen unter das Niveau des unbegrenzten Flüssigen, die Außen und Innen in der Berührung der flüssigen Oberfläche mit der Ebene Statt findet, zur Höhe hat, und deren Basis demjenigen Theile der

*) Man hat nämlich den Druck auf das Differential der Ebene, dessen Länge $= dz$ und Höhe über $G = z$ ist, $= z dz$, und folglich das Integral $= \frac{1}{2}z^2 + const.$ Da nun der Druck $= 0$ ist, wenn $z = GZ$, so ist der gesammte Druck bis an $N = \frac{1}{2}(GN^2 - GZ^2) = \frac{1}{2}NZ.(GN + GZ)$, wie oben.
Br.

Ebene gleich ist, welcher nur an einer Seite von dem Flüssigen berührt wird.

b) *Vom scheinbaren Abstoßen zweier Körper, deren einer das Flüssige erhebt, der andere es deprimirt.*

20. Wenn man auf einem Flüssigen zwei Körper schwimmen läßt, an deren einem sich das Flüssige über das Niveau erhebt, und an deren andern es niedriger als das Niveau steht, so zeigt die Erfahrung, daß diese Körper einander abstoßen. Wir wollen daher untersuchen, was für Kräfte auf zwei verschieden-artige Ebenen wirken, wenn sie vertikal und einander parallel, mit ihrem untern Theile in ein Flüssiges eingetaucht sind, das an der einen höher, an der andern tiefer als das Niveau steht.

Wir wollen die Ebene, an der das Flüssige sich erniedrigt, die *erste*, und die, an welcher das Flüssige sich erhebt, die *zweite Ebene* nennen. Der Durchschnitt der Oberfläche des zwischen beiden enthaltenen Flüssigen, mit einer auf die beiden Ebenen und den Spiegel des Flüssigen senkrechten Ebene, muß nothwendig einen Wendungspunkt haben, wenn die beiden Ebenen einen beträchtlichen Abstand von einander haben, und dieser Wendungspunkt muß in dem Niveau der Oberfläche des unbegrenzten Flüssigen, worin die Ebenen eingetaucht sind, liegen; denn da in dem Wendungspunkte der Krümmungshalbmesser unendlich ist, so muß die Höhe über dem Niveau hier $= 0$ seyn.

Es sey in Fig. 19. *) GH das Niveau des unbegrenzten Flüssigen, und für irgend einen zwischen den beiden Ebenen befindlichen Punkt Z der flüssigen Oberfläche sey die Höhe über das Niveau $IZ = z$, und der Abstand von der ersten Ebene $XI = y$. Wir haben dann (nach §. 4.)

$$\frac{\frac{d^2 z}{dy^2}}{\sqrt{\left(1 + \frac{dz^2}{dy^2}\right)^3}} = 2az;$$

weil hier im Punkte I auch b' unendlich, oder $\frac{1}{b'} = 0$ ist. Diese Gleichung, mit dz multiplicirt und integrirt, giebt

$$\frac{1}{\sqrt{\left(1 + \frac{dz^2}{dy^2}\right)}} = \text{const.} - az^2.$$

Es sey ω der spitze Winkel, welchen mit der ersten Ebene AB eine Tangential-Ebene macht, die an die flüssige Oberfläche in dem Punkte jener Durchschnittslinie gelegt wird, der sich an der Grenze der Wirkungskphäre der ersten Ebene befindet; und man setze die Depression des Flüssigen an diesem Punkte, $XE, = q$. Wir haben dann für diesen Punkt $az^2 = aq^2$, und folglich $\text{const.} = \sin.\omega + aq^2$. Wird dieser Werth in die Gleichung gesetzt, so erhalten wir allgemein

$$\frac{1}{\sqrt{\left(1 + \frac{dz^2}{dy^2}\right)}} = \sin.\omega + aq^2 - az^2.$$

*) Herr Brandes hat sie, der Deutlichkeit halber, hier zugefügt; im Originale findet sie sich nicht. Gilbert.

Es mögen eine ähnliche Bedeutung, als ω und q in Beziehung auf die erste Ebene, ω' und q' in Beziehung auf die zweite Ebene haben, für den Punkt F , welcher an der Grenze der merklichen Wirkungssphäre dieser zweiten Ebene CD liegt, so ist in diesem Punkte

$$\frac{1}{\sqrt{\left(1 + \frac{dz^2}{dy^2}\right)}} = \sin.\omega' \text{ und } z = q',$$

folglich ist

$$\sin.\omega - \sin.\omega' = \alpha q'^2 - \alpha q^2.$$

Wir wollen der Kürze halber setzen, $\sin.\omega + \alpha q^2 - \alpha z^2 = Z$, also den allgemeinen Werth von $dy = \frac{Zdz}{\sqrt{1-Z^2}}$. Dem zu Folge kann Z nie größer als 1 seyn. Für den Wendungspunkt der flüssigen Oberfläche ist $z = 0$, also $Z = \sin.\omega + \alpha q^2$, und also auch $\sin.\omega + \alpha q^2 =$ oder < 1 . Es kann aber $\sin.\omega + \alpha q^2$ nicht $= 1$ seyn; denn dann würde $Z = 1 - \alpha z^2$ und $dy = \frac{(1 - \alpha z^2) dz}{z \sqrt{2\alpha - \alpha^2 z^2}}$. Das Integral dieser Gleichung, zwischen den Grenzen genommen, zwischen welchen $z = 0$ ist, giebt für y , und folglich für den Abstand der Ebenen von einander, einen unendlichen Werth; also ist in dem Falle, da die Entfernung der Ebenen von einander endlich ist, und es einen Wendungspunkt in der Oberfläche zwischen ihnen giebt, $\sin.\omega + \alpha q^2 < 1$; folglich ist auch $\sin.\omega' + \alpha q'^2 < 1$.

In dem Falle, da der Abstand der Ebenen von einander unendlich ist, muß y unendlich, folg-

sich $Z = 1$ seyn, für $z = 0$. Nennt man also q_1 die Depression in diesem Falle, oder $q_1 = XK$, als die Depression an der äussern Seite der *ersten* Ebene, so ist $\alpha q_1^2 + \sin.\omega = 1$ und dagegen $\alpha q^2 + \sin.\omega < 1$, also $q < q_1$, das ist $XE < XK$. Und wenn man die Schlüsse in §. 19. hier anwendet, so findet man, dass diese erstere Ebene von Innen nach Ausen gedrückt wird, mit einer Kraft, die dem Gewichte eines flüssigen Prisma's von der Höhe $= \frac{1}{2}(q + q_1)$ und der Breite $= (q_1 - q)$ gleich ist. Für die *zweite* Ebene findet man, bei unendlicher Entfernung, wenn sich dann q' in q'_1 verwandelt, $\sin.\omega' + \alpha q'_1{}^2 = 1$, statt dass bei endlicher Entfernung $\sin.\omega' + \alpha q'^2 < 1$ war. Es ist also $ML > MF$, und die zweite Ebene wird nach ausen gedrückt, mit einer Kraft, die dem Gewichte eines flüssigen Prisma's von der Höhe $= \frac{1}{2}(q' + q'_1)$ und der Breite $= (q'_1 - q')$ gleich ist. Die Länge des Prisma's ist gleich der horizontalen Breite der Ebenen, die wir gleich annehmen. Die Kraft also, mit welcher jede Ebene sich von der andern zu entfernen strebt, ist für beide gleich, denn diese Kräfte sind

$$\frac{1}{2}(q_1^2 - q^2) = \frac{1 - \sin.\omega' - \alpha q'^2}{2\alpha},$$

und

$$\frac{1}{2}(q'_1{}^2 - q'^2) = \frac{1 - \sin.\omega' - \alpha q'^2}{2\alpha}.$$

Wenn für die beiden Ebenen die Winkel ω und ω' gleich sind, so hat der Durchschnitt der Oberfläche in der Mitte zwischen beiden alle Mahl

einen Wendungspunkt, die Ebenen mögen sich einander so sehr nähern, als man will, und diese Ebenen stoßen einander in allen Entfernungen ab. — Ist hingegen ω von ω' verschieden, so rückt der Wendungspunkt, oder die Linie aller Wendungspunkte, wenn die Entfernung der Ebenen von einander geringer wird, derjenigen Ebene, für welche der Winkel ω am größten ist, näher. Wir wollen annehmen $\omega > \omega'$, so wird $q_1 < q'_1$ seyn, oder das Flüssige wird an der äußern Seite der ersten Ebene weniger niedergedrückt seyn, als es an der äußern Seite der zweiten Ebene erhoben ist. Nähert man in diesem Falle die Ebenen einander, so wird die Wendungslinie der Oberfläche der ersten Ebene näher als der zweiten liegen, und endlich mit jener zusammen fallen. Wirklich zeigt die Gleichung

$$\sin.\omega - \sin.\omega' = aq'^2 - aq^2,$$

dafs alle Mal aq'^2 gröfser als $\sin.\omega - \sin.\omega'$ ist, und doch ist aus der oben gefundenen Gleichung

$$dy = \frac{zdz}{\sqrt{(1-z^2)}} \text{ klar, dafs, wenn eine Wen-}$$

dungslinie der Oberfläche Statt findet, q' von der Ordnung des Abstandes der Ebenen von einander ist, und dieser kann kleiner werden, als jede gegebene Gröfse. Es mufs also eine Grenze der Annäherung geben, mit welcher die Wendung der Oberfläche aufhört, und wo folglich die Wendungslinie mit der ersten Ebene zusammen fällt. Nähern sich die Ebenen mehr, so fahren sie noch fort, sich abzustofsen, so lange, bis das Flüssige

sich an der innern Seite der ersten Ebene so hoch über das Niveau gehoben hat, als es an der äußern Seite deprimirt ist, wie sich aus den Schlüssen in §. 19. übersehen läßt. Heißt in diesem Falle q die Erhebung des Flüssigen an der innern Seite der ersten Ebene, so ist

$$\alpha q^2 = \alpha q_1^2 = 1 - \sin. \omega,$$

und weil alle Mal $\sin. \omega - \sin. \omega' = \alpha q'^2 - \alpha q^2$, auch

$$\alpha q'^2 = \alpha q_1'^2 = 1 - \sin. \omega',$$

und es hört zugleich auch für die zweite Ebene die abstoßende Kraft auf, so daß das Abfließen sich für beide Ebenen zugleich in Anziehen verwandelt.

Der Abstand der Ebenen, bei welchen diese Aenderung Statt findet, läßt sich leicht bestimmen. Da nämlich alsdann $\alpha q^2 = 1 - \sin. \omega$ ist, so ist $Z = 1 - \alpha z^2$; folglich

$$dy = \frac{(1 - \alpha z^2). dz}{\sqrt{\alpha} \cdot \sqrt{(2 - \alpha z^2)}},$$

woraus durch Integration folgt;

$$y = \frac{1}{2\sqrt{2\alpha}} \cdot \log. \text{nat.} \left(\frac{1 - \sqrt{(1 - \frac{1}{2}\alpha z^2)}}{1 + \sqrt{(1 - \frac{1}{2}\alpha z^2)}} \right) + \frac{2\sqrt{(1 - \frac{1}{2}\alpha z^2)}}{\sqrt{2\alpha}} + \text{const.}$$

Wir wollen den Abstand der beiden Ebenen von einander $2l$ setzen, so ist an der ersten Ebene, wo $y = 0$, $z = q$ und $\alpha q^2 = 1 - \sin. \omega$, und an der andern Ebene, wo $y = 2l$, $z = q'$ und $\alpha q'^2 = 1 - \sin. \omega'$. Folglich wird, wenn man $\omega = \frac{1}{2}\pi - \vartheta$ und $\omega' = \frac{1}{2}\pi - \vartheta'$ setzt,

$$2l = \frac{1}{\sqrt{2\alpha}} \log. \text{nat.} \left(\frac{\text{tang. } \frac{1}{4}\vartheta'}{\text{tang. } \frac{1}{4}\vartheta} \right) - \frac{1}{\sqrt{2\alpha}} (\cos. \frac{1}{2}\vartheta - \cos. \frac{1}{2}\vartheta').$$

und ϑ , ϑ' bedeuten hier die Neigungen der äußersten Theile der Oberfläche in der Durchschnittsebene gegen den Horizont.

Ist ϑ unendlich klein, so ist die Depression an der äußern Seite der ersten Ebene unendlich geringe, und der Ausdruck für $2l$ wird dann unendlich; die beiden Ebenen haben also dann bei jeder Entfernung ein Bestreben, sich einander zu nähern. Für $\vartheta = \vartheta'$ ist $2l = 0$, oder es findet dann selbst bis zur Berührung noch ein Bestreben, sich von einander zu entfernen, Statt. Aber für Werthe von ϑ , die zwischen diesen Grenzen liegen, stoßen die Ebenen einander ab, so lange ihre Entfernung größer als $2l$ ist, und ziehen einander an, wenn diese Entfernung kleiner als $2l$ ist. Die Stärke der Attraction und Repulsion wird durch folgendes Theorem bestimmt, dessen Beweis sich so, wie in §. 19, führen läßt.

„Wenn auch die Ebenen aus verschiedenen Materien bestehen, so ist doch die Kraft, welche jede Ebene antreibt, sich der andern zu nähern, gleich dem Gewichte eines aus dem umgebenden Flüssigen gebildeten Prisma's, dessen Höhe gleich ist derjenigen, um welche das Flüssige an der innern Seite der Ebene und in der Berührung mit derselben höher steht, als an der äußern Seite, dessen Breite gleich ist der halben Summe der Elevationen an der innern und äußern Seite der Ebene, und dessen Länge gleich ist der horizontalen Länge beider Ebenen, die

„wir als gleich annehmen. Die Vertiefungen unter dem Niveau werden als negative Erhebungen angesehen, und die Attraction verwandelt sich in Repulsion, wenn das Produkt der drei als Dimensionen des Prisma's angegebenen Größen negativ ist.“

Die Kraft, welche die Ebenen antreibt, sich einander zu nähern, oder sich von einander zu entfernen, ist bei beiden Ebenen gleich, wenn sie, wie wir annehmen, gleiche Breite haben. Denn die beiden ersten Factoren der in dem Theoreme angegebenen Produkte sind für die erste Ebene

$$(q - q_1) \cdot \frac{1}{2}(q + q_1) = \frac{1}{2}(q^2 - q_1^2),$$

und für die zweite Ebene

$$(q' - q'_1) \cdot \frac{1}{2}(q' + q'_1) = \frac{1}{2}(q'^2 - q'_1^2),$$

und die Gleichheit dieser Ausdrücke haben wir schon bewiesen. Ob gleich also die beiden Ebenen nur vermittelt der Haarröhren-Kraft des zwischen ihnen liegenden Flüssigen auf einander wirken, so ist doch diese gegenseitige Wirkung so beschaffen, daß auch hier Wirkung und Gegenwirkung einander gleich sind.

Nähert man die Ebenen einander recht sehr, so ist für alle Werthe von z der Unterschied $z - q = z'$ so klein, daß man das Quadrat dieser GröÙe vernachlässigen kann. Dann ist $Z = \sin. \omega$

$$= 2\alpha q z', \quad dz = dz' = -\frac{dZ}{2\alpha q} \quad \text{und} \quad dy = \frac{-Z dZ}{2\alpha q \sqrt{(1-Z^2)}},$$

folglich

$$y = \frac{-\cos. \omega + \sqrt{(1-Z^2)}}{2\alpha q},$$

wenn das Integral mit y zugleich verschwinden soll. Heißt nun wieder $2l$ der Abstand der beiden Ebenen von einander, so ist für $y = 2l$, $z = q'$, und $Z = \sin.\omega$, weil $\alpha q'^2 - \alpha q^2 = \sin.\omega - \sin.\omega'$; folglich $2l = \frac{\cos.\omega' - \cos.\omega}{2\alpha q}$ und $q = \frac{\cos.\omega' - \cos.\omega}{4\alpha l}$. Diese Höhe verhält sich also umgekehrt wie die Entfernung der beiden Ebenen von einander, wenn diese Entfernung sehr geringe ist.

Die Untersuchung führt noch zu folgendem Theoreme, welches ein Zusatz zu demjenigen ist, wodurch wir in §. 17. die Erhebung des Flüssigen zwischen zwei einander umgebenden prismatischen Flächen gefunden haben. „Wenn die Ebenen einander äußerst nahe sind, so ist die Erhebung des Flüssigen zwischen ihnen im umgekehrten Verhältnisse ihres Abstandes von einander, und ist gleich der halben Summe der Erhebungen, welche Statt finden würden, wenn ein Mal beide Ebenen aus der Materie der erstern, und das andere Mal aus der Materie der zweiten Ebene beständen, — wo dann auch hier die Depression als negative Erhebung in Betrachtung kommt.“

Hält man diesen Lehrsatz mit dem vorher gehenden zusammen, so zeigt sich, daß die abstoßende Kraft der beiden Ebenen viel geringer ist, als ihre anziehende Kraft, die entsteht, wenn man beide einander sehr nahe bringt, und durch welche die beiden Ebenen angetrieben werden, sich mit beschleunigter Bewegung einan-

der zu nähern. In diesem letztern Falle ist die Elevation des Flüssigen zwischen den Ebenen sehr viel grösser, als die Erhebung desselben an ihren äussern Seiten; man kann dann also das Quadrat der letztern in Vergleichung gegen das Quadrat der erstern weglassen, und es verhält sich folglich alsdann die Kraft, welche die Ebenen gegen einander treibt, wie $\frac{1}{2}q^2$; das heisst, wie das Quadrat der Erhebung des Flüssigen an der innern Seite der Ebenen, oder (weil $q = \frac{\text{const.}}{l}$) umgekehrt wie das Quadrat der Abstände der Ebenen von einander. Diese Attraction befolgt also dasselbe Gesetz, wie die allgemeine Schwere, und eben das Gesetz scheinen alle Attractionen und Repulsionen, z. B. bei der Elektricität und dem Magnetismus, zu befolgen, wenn sie in merklichen Entfernungen wirken.

c) *Bestätigende Versuche von Hrn. Haüy.*

21. Ich wünschte dieses auffallende Phänomen des Abstoßens, welches sich bei vermehrter Annäherung in ein Anziehen verwandelt, auch durch *Erfahrung* bestätigt zu sehen, und habe mich deshalb an Herrn Haüy gewendet, der auf mein Ersuchen mehrere Versuche dieser Art angestellt hat. Er bediente sich dabei Platten von Elfenbein, welche bekanntlich vom Wasser naß werden, und Blätter venetianischen Talks (*talc laminaire*); die sich fett anfühlen und deshalb nicht vom

vom Wasser befeuchtet werden. Die Versuche be-
 stätigten vollkommen das Resultat der Theorie,
 wie folgende Nachricht, welche er mir mittheilte,
 beweiset. „Ich hing an einen sehr zarten Faden
 „ein kleines quadratisches Blättchen venetianischen
 „Talk so auf, daß es mit der untern Seite in dem
 „Wasser eingetaucht war. In eben dieses Wasser
 „tauchte ich den untern Theil eines Parallelepi-
 „peds von Elfenbein so ein, daß die eine Seite
 „desselben dem Talkblättchen parallel und nur ei-
 „nige Centimeter davon entfernt war, und bewegte
 „es in unverrückter paralleler Lage sehr langsam
 „nach dem Talkblättchen zu, wobei ich von Zeit
 „zu Zeit mit der Bewegung inne hielt, um sicher zu
 „seyn, daß die Bewegung, welche vielleicht in dem
 „Flüssigen entstanden seyn konnte, keinen Einfluß
 „auf den Versuch habe. Das Talkblättchen entfern-
 „te sich von dem Parallelepipede. Ich fuhr so fort,
 „dieses dem Blättchen mit äußerster Langsamkeit
 „immer mehr zu nähern, bis die Entfernung beider
 „Körper nur noch sehr geringe war; plötzlich näher-
 „te sich das Talkblättchen dem Parallelepipede und
 „kam damit in Berührung. Als ich beide Körper
 „von einander trennte, fand ich das Elfenbein bis
 „auf eine gewisse Höhe über dem Niveau des Was-
 „fers befeuchtet, und wenn ich dann den Versuch,
 „ohne es vorher abgetrocknet zu haben, wieder-
 „holte, so fing die Attraction früher an, zuweilen
 „vom ersten Augenblicke des Eintauchens an, oh-
 „ne daß ein Abstoßen vorher gegangen wäre.

„Mehrmahlige sorgfältige Wiederholung des Versuchs gab immer einerlei Resultat.“

Wenn das Elfenbein vollkommen befeuchtet ist, so bildet das Wasser, welches die Oberfläche desselben bedeckt, eine neue, das Talkblättchen anziehende, Ebene, für welche der Winkel ϑ so groß wie möglich, nämlich einem rechten Winkel gleich ist (§. 12.); der Werth von $2l$, welcher die Grenze des Anziehens und Abstoßens bestimmt, wird also in diesem Falle größer; so wie die Beobachtung es ergiebt. Ueberdies kann es seyn, daß wegen einer Reibung des Flüssigen an der Talkplatte der Winkel ϑ gleich null oder sehr klein wird, wenn das Flüssige nach seiner Erhebung zwischen den sehr genäherten Flächen sich wieder senkt, (so wie man beim Quecksilber im Barometer bemerkt, daß beim Sinken dieser Winkel abnimmt,) und dann wird der Ausdruck für $2l$ unendlich, und es geht vor dem Anziehen kein merkliches Abstoßen vorher.

D. Ueber die Adhäsion einer Scheibe an der Oberfläche eines Flüssigen.

22. Man bringe eine Scheibe mit der Oberfläche eines still stehenden Flüssigen, das in einem großen Gefäße enthalten ist, in Berührung. Will man sie wieder fort heben, so erfährt man selbst im luftleeren Raume einen Widerstand, der desto beträchtlicher ist, je größer die Oberfläche der Scheibe ist. Indem man nämlich die Scheibe

hebt, erhebt man zugleich eine Säule des Flüssigen, welche ihr bis zu einer gewissen Grenze folgt, und sich dann von ihr trennt, um in das Gefäß zurück zu fallen. An dieser Grenze könnte die flüssige Säule im Gleichgewichte erhalten werden, wenn die Kraft, welche die Scheibe hebt, genau diesem Zustande des Gleichgewichts angemessen wäre; und dieses würde Statt finden, wenn die Kraft so groß wäre als das Gewicht der Scheibe und der gehobenen Säule des Flüssigen zusammen genommen. Die Adhäsion der Scheibe an dem Flüssigen ist also eins der Phänomene, welche durch die Haarröhren-Kraft bewirkt werden. Um dieses indess auf eine unumstößliche Art darzuthun, will ich die Kraft dieser Adhäsion durch die Analyse bestimmen, und dann mit der Erfahrung vergleichen.

Es sey (Fig. 20.) AB eine kreisförmige Scheibe, welche horizontal bis zu der eben erwähnten Grenze erhoben ist; $CABD$ sey ein vertikaler, durch den Mittelpunkt G der Scheibe gehender Querschnitt der gehobenen Säule des Flüssigen; so ist AEC die Curve, durch deren Umdrehung um die vertikale Achse GH die Oberfläche der gehobenen Säule bestimmt wird. Der Scheibe Halbmesser sey $= l$, und $l + y$ sey der Abstand irgend eines Punktes der krummen Oberfläche von der Achse, und z die Höhe eben dieses Punktes über dem Niveau des unbegrenzten Flüssigen. Die Differentialgleichung für die Oberfläche findet sich aus §. 4.; wo aber jetzt $b = \infty$ wird, weil der

niedrigste Punkt der krummen Fläche in der unbegrenzten Niveauläche selbst liegt. Es ist also für diesen Fall

$$\frac{\frac{d^2 z}{dy^2}}{\sqrt{\left(1 + \frac{dz^2}{dy^2}\right)^3}} + \frac{1}{l+y} \frac{\frac{dz}{dy}}{\sqrt{\left(1 + \frac{dz^2}{dy^2}\right)}} = 2\alpha z.$$

Um diese Gleichung zu integrieren, wollen wir ω den Winkel nennen, welchen ein Element der Curve mit einer Horizontallinie macht, welche durch den untersten Punkt dieses Elementes an die Achse GH gezogen wird. Dann ist $\frac{dz}{dy} = -\tan \omega$, und die Gleichung wird zu folgender:

$$\frac{d\omega}{dy} \cos \omega + \frac{\sin \omega}{l+y} = -2\alpha z.$$

Multipliziert man mit $dz = -dy \cdot \tan \omega$, und integriert, so wird

$$+ \cos \omega + \int \frac{dz \cdot \sin \omega}{l+y} = \text{const.} - \alpha z^2.$$

Soll dieses Integral mit $z = 0$ verschwinden, so wird für den Anfang des Integrals $\omega = 0$, weil die Oberfläche sich in dem Niveau des unbegrenzten Flüssigen verliert; also $\text{const.} = 1$. Folglich erhalten wir

$$\alpha z^2 = 1 - \cos \omega - \int \frac{dz \cdot \sin \omega}{l+y},$$

wo dann auch das letztere Integral mit $z = 0$ anfängt.

Für eine beträchtlich grofse Scheibe ist l sehr bedeutend grofs in Vergleichung mit $\frac{1}{\sqrt{\alpha}}$, und man erhält daher dann einen ersten genäherten

Werth von z , wenn man in der vorstehenden Gleichung das unaufgelösete Integral wegläfst. Dieser *genäherte* Werth ist

$$z = \sin \frac{1}{2} \omega \cdot \sqrt{\frac{2}{\alpha}}.$$

Wird das Differential dieses Werths in dem Gliede

$-\int \frac{dz \cdot \sin \omega}{l+y}$ gebraucht, so hat man

$-\frac{\sqrt{2}}{\sqrt{\alpha}} \int \frac{d\omega \cdot \sin \frac{1}{2} \omega \cdot \cos \frac{3}{2} \omega}{l+y}$, und dieses Integral ist, von $\omega = 0$ an genommen,

$$= -\frac{2\sqrt{\frac{2}{\alpha}}}{3(l+y)} (1 - \cos \frac{3}{2} \omega) - \frac{\sqrt{2}}{\sqrt{\alpha}} \int \frac{dy \cdot (1 - \cos \frac{3}{2} \omega)}{(l+y)^2}.$$

Das Element dieses letzten Integrals ist nie unendlich; denn wenn auch $\frac{dy}{d\omega}$ unendlich wird für

$$\omega = 0, \text{ indem es dann } = -\frac{dz \cdot \cos \omega}{d\omega \cdot \sin \omega} = -\frac{1}{2\sqrt{\frac{2}{\alpha}}} \cdot \frac{\cos \omega}{\sin \frac{1}{2} \omega},$$

ist, so wird doch jenes Differential nicht unendlich, weil es den letztern Coëfficienten, mit $d\omega \cdot (1 - \cos \frac{3}{2} \omega)$ multiplicirt, enthält.

Läfst man die mit $(l+y)^2$ dividirten Glieder in Vergleichung gegen die mit $l+y$ dividirten aus diesem Integrale weg, so ist

$$-\int \frac{dz \cdot \sin \omega}{l+y} \approx -\frac{2\sqrt{2} \cdot (1 - \cos \frac{3}{2} \omega)}{3 \cdot (l+y) \cdot \sqrt{\alpha}}.$$

Bedeutet ω den Winkel, welchen der äußerste Theil der Curve mit der nach dem Centro der Scheibe längs ihrer untern Oberfläche gezogenen Linie macht, und z den äußersten Werth von z , oder die ganze Höhe der durch die Scheibe geh-

benen Säule, so giebt unsere oben gefundene Formel

$$az'^2 = 1 + \cos.\omega' - \frac{2}{3} \cdot \sqrt{\frac{2}{\alpha}} \cdot \frac{(1 - \sin.\omega')}{l},$$

weil hier $\omega = \pi - \omega'$ ist. Es ist also beinahe

$$z' = \frac{\sqrt{2}}{\sqrt{\alpha}} \cdot \cos.\frac{1}{2}\omega' - \frac{(1 - \sin.^3 \frac{1}{2}\omega')}{3l\alpha \cdot \cos.\frac{1}{2}\omega'}.$$

Um nun das ganze Gewicht der gehobenen Säule zu haben, muß man diesen Werth von z' mit πl^2 , als dem Inhalte der untern Fläche der Scheibe, multipliciren, und das Gewicht des Flüssigen, welches außerhalb dieses Cylinders gehoben ist, hinzu addiren. Das Volumen des letztern ist $= -2\pi \int (l+y) z dy$, wenn man dieses Integral von $\omega = 0$ bis $\omega = \pi - \omega'$ nimmt. Wir hatten aber vorhin $-2\alpha z = \frac{d\omega \cdot \cos.\omega}{dy} + \frac{\sin.\omega}{l+y}$, also ist

$$\begin{aligned} -\int (l+y) \cdot z dy &= \int \frac{(l+y) \cdot d\omega \cdot \cos.\omega + dy \cdot \sin.\omega}{2\alpha} \\ &= \frac{(l+y) \cdot \sin.\omega}{2\alpha} + \text{const.;} \end{aligned}$$

und dieses Integral muß auf die Grenzen $\omega = 0$ und $\omega = \pi - \omega'$ ausgedehnt werden. Für $\omega = 0$ verschwindet $(l+y) \cdot \sin.\omega$; zwar wird dann $l+y = \infty$, aber es läßt sich zeigen, daß das Produkt dennoch $= 0$ ist. Denkt man sich nämlich $l+y$ durch eine nach den Potenzen von ω wachsende Reihe ausgedrückt, so wird das erste Glied von dieser Form seyn $A \cdot \omega^{-r}$; weil hingegen z mit ω zugleich verschwindet, so muß in einer nach wachsenden Potenzen von ω geordneten Reihe,

welche z ausdrückt, das erste Glied von der Form $A' \cdot \omega^r$ seyn, wenn r und r' positive Zahlen sind. Die Gleichung $\frac{dz}{dy} = -\tan \omega$ giebt also, wenn man nur auf diese ersten Glieder Rücksicht nimmt, für sehr kleine Werthe von ω

$$\frac{r' A' \cdot \omega^r}{r A \cdot \omega^{-r}} = \omega = \frac{r' A'}{r A} \cdot \omega^r + r',$$

und die Vergleichung der Potenzen von ω zeigt, daß $r + r' = 1$ oder $r' = 1 - r$ ist. Setzt man also in dem Produkte $(l + y) \cdot \sin \omega$, für die kleinsten Werthe von ω , $l + y = y = A \omega^{-r}$ und $\sin \omega = \omega$, so wird dieses Produkt $= A \omega^{1-r} = A \omega^{r'}$, und es verschwindet also mit ω zugleich. Den vollständigen Werth des Integrals findet man nun, wenn man $\omega = \pi - \omega'$ und $y = 0$ setzt, also

$$-2\pi \int (l + y) z dy = \frac{\pi}{\alpha} \cdot l \cdot \sin \omega',$$

und folglich ist das *Volumen der ganzen gehobenen Säule* =

$$\frac{\pi l^2 \cdot \sqrt{2 \cdot \cos \frac{3}{2} \omega'}}{\sqrt{\alpha}} = \frac{\pi l^2}{3\alpha \cdot \cos \frac{1}{2} \omega'} \cdot [1 - 6 \sin \frac{1}{2} \omega' + 5 \sin \frac{3}{2} \omega'].$$

Nach dieser Formel lassen sich die Resultate von Versuchen vergleichen, wenn man nur noch α kennt. Wir fanden aber in §. 6., wenn dort für $\frac{g}{H} = \alpha$ diese letztere GröÙe gesetzt wird, und q die Höhe ist, welche das Flüssige in der Achse eines cylindrischen Haarröhrchens vom Durchmesser $= h$ erreicht, da denn das dortige $2l$ hier $= h$ ist,

$$q = \frac{2 \cdot \sin \vartheta'}{\alpha h} \cdot \left[1 - \frac{h}{2q \cdot \sin \vartheta'} \cdot \left(1 - \frac{2(1 - \cos \frac{3}{2} \vartheta')}{3 \sin \frac{3}{2} \vartheta'} \right) \right]$$

oder weil $\vartheta' = \pi - \omega'$,

$$q = \frac{2 \cdot \cos. \omega'}{\alpha h} \cdot \left(1 - \frac{h}{6q \cdot \cos.^3 \omega'} \cdot (1 - \sin. \omega')^2 \cdot (1 + 2 \sin. \omega') \right).$$

Diese Gleichung giebt beinahe

$$\frac{1}{\alpha} = \frac{h}{2 \cdot \cos. \omega'} \cdot \left(q + \frac{h}{6 \cdot \cos.^3 \omega'} \cdot (1 - \sin. \omega')^2 \cdot (1 + 2 \sin. \omega') \right).$$

Hierbei muß q negativ angenommen werden, wenn statt der Erhebung Depressiön Statt findet.

Diese Gleichung zeigt denn auch, daß man, um Höhen zu erhalten, welche dem innern Durchmesser der Röhre umgekehrt proportional sind, zu den beobachteten Höhen q das Sechstel des Durchmessers, multiplicirt mit $\frac{(1 - \sin. \omega')^2 \cdot (1 + 2 \sin. \omega')}{\cos.^3 \omega'}$, addiren muß, und dieser Factor wird $= 1$ für $\omega' = 0$. Auf diese Correction muß man bei so genauen Beobachtungen, als diejenigen sind, die wir anführen werden, nothwendig Rücksicht nehmen.

Versuche von Gay-Lussac.

23. Hr. Gay-Lussac hat auf mein Ersuchen *Versuche* über diesen Gegenstand unternommen, und hat zur Abmessung der Erhebung oder der Senkung des Flüssigen in durchsichtigen Haarröhrchen ein Mittel erdacht, wodurch seine Versuche die Genauigkeit astronomischer Beobachtungen erhalten. Man kann daher seine Resultate mit völligem Vertrauen annehmen. Er bediente sich dabei gut calibrirter Röhren, und ihr innerer Halbmesser wurde durch das Gewicht der sie füllenden Quecksil-

berfäulen bestimmt, welches die genaueste Methode ist, diese Halbmesser zu messen.

Die Physiker sind nicht einstimmig über die Höhe, zu welcher sich das *Wasser* in *Glasröhren* von gegebenem Halbmesser erhebt; ja ihre Angaben weichen so von einander ab, daß einige diese Höhe doppelt so groß, als andere, setzen. Dieser Unterschied rührt vorzüglich von der mindern oder mehrern Befeuchtung der Röhrenwände her; wenn diese sehr naß sind, wie es bei den folgenden Versuchen der Fall war, so erhebt sich das Wasser in einerlei Röhre immer fast genau bis zu einerlei Höhe. Herr Gay-Lussac stellte die folgende Beobachtung in einer Röhre von weißem Glase an, deren innerer Durchmesser $= 1,29441$ Millimeter war. Die Erhebung des niedrigsten Punktes des in ihr enthaltenen Wassers, über dem Wasser-Niveau in dem sehr weiten Gefäße, worin ihr unteres Ende eingetaucht war, betrug, nach mehreren übereinstimmenden Versuchen, $23,1634$ Millim., bei einer Temperatur von etwa $8\frac{1}{2}$ Gr. der hunderttheiligen Scale. Da das Wasser die Röhre vollkommen befeuchtete, so war in diesem Falle der Winkel $\omega' = 0$. Vermehrt man daher jene beobachtete Höhe um ein Sechstel des Halbmessers der Röhre, so erhält man die *corrigirte Höhe* $= 23,3791$ Millimeter. Diese Größe, mit dem Durchmesser der Röhre multiplicirt, giebt

$$\frac{2}{\pi} = 30,2621 \text{ Quadrat-Millimeter.}$$

In einer andern Röhre, deren innerer Durchmesser $= 1,90381$ Millimeter war, beobachtete Herr Gay-Lussac, bei eben der Temperatur, die Erhebung des niedrigsten Punktes der hohlen Oberfläche über das Niveau $= 15,5861$, also die corrigirte Höhe $= 15,9034$ Millimeter. Leitet man aus der corrigirten Höhe beim ersten Versuche die corrigirte Höhe ab, welche für die zweite Röhre Statt finden muß, so findet sie sich $= 15,896$ Millimeter, welches wenig von der Beobachtung abweicht. Man sieht daher, daß die corrigirten Höhen überaus nahe den Durchmessern der Röhren umgekehrt proportional sind, und daß man bei sehr genauen Beobachtungen die Correction durch Addition von einem Sechstel des Durchmessers der Röhre nicht vernachlässigen darf.

Man könnte den Werth von $\frac{2}{\alpha}$ auch aus der Höhe bestimmen, welche der niedrigste Punkt der Oberfläche des Wassers zwischen zwei vertikalen und parallelen, einander sehr genäherten, Ebenen erreicht, wenn diese Ebenen mit ihrem untern Ende in ein weites Gefäß mit Wasser getaucht sind. Herr Gay-Lussac fand aus fünf; wenig von einander abweichenden Versuchen, diese Höhe $= 13,574$ Millimeter, wenn der Abstand beider Ebenen von einander $1,069$ Millimeter betrug. Dieser Abstand war genau dem Durchmesser eines durch den Drahtzug gezogenen Drahtes gleich, und um diesen Durchmesser zu bestimmen, waren mehrere

Stücke des Drahtes ganz dicht an einander gelegt, und die ziemlich beträchtliche Breite, welche der Summe ihrer Durchmesser gleich war, mit Sorgfalt gemessen, und mit der Anzahl der Durchmesser dividirt worden. Die Glasplatten waren vollkommen eben und sehr stark befeuchtet; die Temperatur betrug während der Versuche 16°C . Addirt man zu der beobachteten Höhe des Wasserstandes das Produkt aus dem halben Abstände der Ebenen von einander in $1 - \frac{1}{4}\pi$ (wo $\pi = 3,14159$) und multiplicirt die Summe durch den Abstand der beiden Ebenen, $= 1,069$, so hat man den Werth von $\frac{1}{\alpha}$ (nach §. 9. am Ende). Die eben angeführten Versuche ergeben hiernach diesen Werth $\frac{1}{\alpha} = 14,524$ Millimeter. Dieser Werth muß etwas vermehrt werden, um ihn auf die bei den vorigen Versuchen Statt findende Temperatur von $8\frac{1}{2}$ Gr. zurück zu führen, weil die Erhebung mit der Temperatur des Flüssigen wächst. Uebrigens weicht er wenig von dem aus jenen Versuchen abgeleiteten $= 15,13$. ab. Auch hier wird also wieder das Resultat der Theorie bestätigt, daß die Erhebung zwischen zwei parallelen Ebenen ungefähr die Hälfte der Höhe ist, welche das Flüssige in einem Haarröhrchen erlangen würde, dessen Durchmesser dem Abstände der Ebenen von einander gleich ist.

Wir wollen indess hier den aus den Versuchen mit engen Röhren hergeleiteten Werth beibehalten,

und also für $8\frac{1}{2}$ Gr. C. Temperatur $\frac{2}{\alpha} = 30,2621$ Quadrat-Millimeter setzen. Dieses angenommen, giebt die vorige Formel für das *Volumen Wassers*, welches durch eine kreisförmige Scheibe von weissem Glase, deren Durchmesser 118,366 Millimeter ist, angehoben wird,

$$= 60,5327 - 0,9378 \text{ Kubik-Centimeter.}$$

Das Gewicht des Kubik-Centimeters Wasser von der *größesten* Dichtigkeit ist $= 1$ Gramme; aber da die Versuche bei $8\frac{1}{2}$ Gr. Temperatur angestellt worden, so wiegt der Kubik-Centimeter Wassers in diesem Falle etwas weniger als 1 Gramme. Zieht man diese Correction in Betrachtung, so findet man das *Gewicht* der gehobenen Wassersäule, für den Augenblick, da die Scheibe im Begriffe ist, sich abzulösen, $= 59,5878$ Grammen. Herr Gay-Lussac hat durch mehrere gut übereinstimmende Versuche dieses Gewicht $= 59,40$ Gr. gefunden, also mit dem Resultate der Analyse so genau übereinstimmend, als man nur immer erwarten kann.

Bei Versuchen mit *Alkohol*, dessen specifische Schwere bei $8\frac{1}{2}$ Gr. Temperatur $= 0,81961$ war, wenn man die specifische Schwere des gleich warmen Wassers $= 1$ setzte, fand sich bei 8 Gr. Temperatur die Erhebung, welche er in der vorhin zuerst gebrauchten Röhre über dem Niveau annahm, $= 9,18235$ Millimeter. Da auch der Alkohol das Glas vollkommen befeuchtet, so muß

man zu dieser Höhe ein Sechstel des Durchmessers der Röhre addiren, so daß sie $= 9,39808$ Millim. wird; und diese GröÙe mit dem Durchmesser der Röhre multiplicirt, giebt, in Beziehung auf diesen Alkohol,

$$\frac{2}{\alpha} = 12,1649 \text{ Quadrat-Millimeter.}$$

Mit Hülfe dieses Werthes läßt sich nun die corrigirte Höhe für die zweite Röhre finden, wenn man $\frac{2}{\alpha}$ mit dem Durchmesser dieser Röhre dividirt; die Rechnung giebt sie $= 6,38976$; und Hr. Gay-Lussac fand sie durch Beobachtung $= 6,40127$. Diese so nahe Uebereinstimmung zeigt, daß die corrigirten Erhebungen des Alkohols in sehr engen Röhrchen sich umgekehrt wie die Durchmesser der Röhren verhalten.

Gebraucht man diesen Werth von $\frac{2}{\alpha}$, so findet man das Volumen des Alkohols, den die vorhin gebrauchte Glascheibe in dem Augenblicke des Losreisens von der Oberfläche des Alkohols erhoben hat,

$$= 58,3792 - 0,3770 \text{ Kubik-Centimeter.}$$

Wird dieses Volumen mit dem specifischen Gewichte des Alkohols $= 0,81961$ multiplicirt, so erhält man das Volumen Wasser, welches eben so viel wiegt als diese Masse Alkohol, $= 31,1469$ Kubik-Centimeter Wasser von 8 Gr. Temperatur, von welchem das Gewicht $= 31,1435$ Grammen ist. So groß müßte also das Gewicht seyn, welches gerade hinreicht, jene Scheibe, bei 8 Gr. Tempe-

ratur, von dem Alkohol zu trennen. Hr. Gay-Lussac fand durch Beobachtung dieses Gewicht $\approx 31,08$ Grammen, nahe genug der Berechnung gemäß.

Alkohol, dessen specifische Schwere bei 10 Gr. Temperatur $\approx 0,8595$ war, wenn die des Wassers bei gleicher Temperatur ≈ 1 ist, stieg in der ersten Röhre zu 9,30097 Millimeter, welches die corrigirte Höhe $\approx 9,51649$ Millimeter und für diesen Alkohol den Werth von $\frac{2}{\alpha} \approx 12,31905$ Quadrat-Millimeter giebt. Hieraus folgt das Gewicht, welches nöthig ist, um die eben erwähnte Scheibe von der Oberfläche dieses Alkohols abzureißen, $\approx 32,86$ Grammen. Die Beobachtung des Herrn Gay-Lussac gab 32,87.

Endlich für Alkohol, dessen Dichtigkeit bei 8 Gr. Temperatur $\approx 0,94153$ war, fand sich die Erhebung in der ersten Röhre $\approx 9,99727$ Millim., also $\frac{2}{\alpha} \approx 13,2198$ Quadrat-Millimeter, und folglich die Adhäsion der vorhin gebrauchten Scheibe $\approx 37,283$ Grammen. Herr Gay-Lussac fand bei eben der Temperatur durch Beobachtung 37,152 Grammen.

Terpenthin-Oehl, dessen specifisches Gewicht bei 8 Gr. Temperatur, verglichen mit der des ebenso warmen Wassers, $\approx 0,869458$ war, stieg in der ersten Röhre auf 9,95459 Millimeter. Dieses giebt die corrigirte Höhe $\approx 10,16729$ und $\frac{2}{\alpha} \approx 13,1606$ Quadrat-Millimeter, und daraus findet sich die

Adhäsion der vorigen Scheibe an dieses Flüssige durch Rechnung = 34,350 Grammen. Hr. Gay-Lussac fand sie durch Beobachtung bei eben der Temperatur = 34,104 Gr., abermahls wenig von der Berechnung verschieden.

Herr Gay-Lussac hat mehrere Versuche über die Adhäsion eben dieser Scheibe an Quecksilber gemacht; aber um sie mit der Theorie zu vergleichen, muß man *erstens* die Erhebung des Quecksilbers in einer Glasröhre von gegebenem Durchmesser, und *zweitens* den Winkel kennen, welchen die Oberfläche des Quecksilbers mit dem Glase im Punkte der Berührung bildet. Beide Stücke sind durch die Beobachtung schwer zu bestimmen, weil die Reibung des Quecksilbers an dem Glase der Erhebung oder Niederdrückung des Quecksilbers im Haarröhrchen zu viel Hinderniß in den Weg legt, und weil sie auch den Neigungswinkel der Oberfläche des Quecksilbers gegen die Röhrenwand erheblich ändern kann. Die Vergleichung mehrerer Beobachtungen über Phänomene, welche von der Haarröhren-Kraft abhängen, mit der Theorie, hat mir, als mittleren Werth von $\frac{2}{\alpha}$ für das Quecksilber, bei einer Temperatur von 10 Graden,

$$\frac{2}{\alpha} = 13 \text{ Quadrat-Millimeter}$$

gegeben, und für den spitzen Winkel, welchen die Wände des Glasgefäßes mit einer Tangentialebene machen, welche an die Oberfläche des Quecksilbers

an der Grenze der Wirkungssphäre der Wände gelegt wird, 48 Centesimal-Grade.

Ich werde von diesen Gröſsen Gebrauch machen, obgleich sie vielleicht durch zahlreichere Beobachtungen noch berichtigt werden können. Sie geben $\omega' = 152$ Gr. und $\frac{1}{2}\omega' = 76$ Gr. der Centesimaltheilung. Unsere Formel bestimmt daher das Gewicht der durch die vorige Glasplatte gehobenen Quecksilbersäule = 207 Grammen. Hr. Gay-Lussac fand zwischen den Resultaten seiner Versuche über diesen Gegenstand äusserst grosse Verschiedenheiten. Bei seinen Beobachtungen über die Adhäsion der Glascheibe an der Oberfläche eines Flüssigen, hing er diese Scheibe an eine sehr genaue Wage und hob sie durch sehr kleine Gewichte, die allmählich und langsam in die gegenüber hängende Wagschale zugelegt wurden. Die Summe der kleinen Gewichte in dem Augenblicke, da die Scheibe sich von der Oberfläche des Flüssigen los riss, bestimmte das Gewicht der ganzen gehobenen Säule. Verfuhr er nun beim Quecksilber auf diese Weise, so fand er, dass diese Summe desto grösser war, je langsamer er die Gewichte nachlegte, und als er sehr lange Zeiträume zwischen dem Auflegen der Gewichte verfließen liess, so konnte er es dahin bringen, dass die Summe derselben von 158 bis 296 Grammen stieg. Diese Summe hängt, wie die vorige Formel zeigt, von dem spitzen Winkel ab, welchen die Oberfläche des Quecksilbers mit der des Glases macht, und ist sehr

sehr nahe dem Sinus der Hälfte dieses Winkels proportional; es zeigt aber die tägliche Erfahrung am Barometer, daß dieser Winkel sich erheblich vermehren kann, wenn das Quecksilber sehr langsam sinkt, weil dann die Reibung des Flüssigen gegen die Wände der Röhre, die an den Wänden liegenden Theilchen am Sinken hindert. Eben so hindert die Reibung die Quecksilbersäule, sich von der Scheibe los zu reißen; reißt sie sich aber los, so verläßt sie erst den Rand der Scheibe, dann wird sie immer schmaler und verläßt endlich die Scheibe ganz. Die Reibung des Quecksilbers gegen die untere Fläche der Scheibe muß diesen Erfolg hindern, und eben so, wie beim Sinken des Barometers, den spitzen Berührungswinkel der Oberfläche des Quecksilbers und des Glases verändern. Man überieht daher, daß, wenn alle Theilchen der flüssigen Säule Zeit genug haben, um sich dem hieraus entstehenden neuen Zustande des Gleichgewichtes zu accommodiren, das ganze zum Losreißen der Scheibe nöthige Gewicht leicht noch sehr viel größer werden kann. Dieses Gewicht würde sogar auf 400 Grammen steigen, wenn der Berührungswinkel ein rechter wäre.

Scheiben von *verschiedenen Materien*, die mit einem Flüssigen vollkommen befeuchtet sind, müssen, bei gleichen Halbmessern, der Trennung von diesem Flüssigen gleichen Widerstand entgegen setzen; denn in diesem Falle wird der Widerstand durch den Zusammenhang des Flüssigen mit sich

an der Grenze der Wirkungskphäre der Wa-
 wird; 48 Centesimal-Grade.

Ich werde von diesen Gröſſen Gebra-
 obgleich sie vielleicht durch zahlre-
 tungen noch berichtigt werden.

ben $\omega' = 152$ Gr. und $\frac{1}{2}\omega'$
 smaltheilung. Unsere Fo-
 Gewicht der durch die v-
 nen Queckſilberſäule =
 Luffac fand zwischen
 ſuche über dieſen Ge-
 ſchiedenheiten. Bei

die Adhäsion der
 eines Flüſſigen, h-
 genaue Wage b-
 wichte, die al-
 über hängen
 Summe der

da die Scheiben an der Oberfläche der
 beobachtet, ſo läßt ſich das Ver-
 anziehenden Kräfte dieſer Materien
 flüſſige beſtimmen. Bedient man ſich
 gehob- niger Scheiben von einem ſehr groſſen
 ſilber- chmeſſer, ſo iſt, nach dem Vorigen, die
 me Adhäsion beinahe $= \pi l^2 \cdot \frac{\sqrt{2}}{\sqrt{\alpha}} \cdot D' \cdot \cos \frac{1}{2}\omega'$,

te wenn D' die Dichtigkeit des Flüſſigen bedeutet.
 Nennt man alſo p das Gewicht, welches nöthig iſt,
 um die Scheibe von der Oberfläche des Flüſſigen los-
 zu reiſſen, ſo iſt jene Gröſſe $= p$. Hier beziehen
 ſich die Gröſſen D' und α bloß auf das Flüſſige, und
 es ſind daher die Werthe, welche $\cos \frac{1}{2}\omega'$ bei Schei-
 ben von gleichen Durchmeſſern, die aus verſchied-

Summe der Hölle dieſer Winkel
 es zeigt aber die tägliche Erfahrung
 daß dieſer Winkel ſehr einnehmlich
 wenn das Queckſilber ſehr lang-
 die Reibung des Flüſſigen ge-
 ſetzt, die an den Wänden der
 ſcheiben hinter, ſehen ſo

1361

Beob-

Adhäsion von Scheiben

erien an der Oberfläche der

beobachtet, ſo läßt ſich das Ver-

anziehenden Kräfte dieſer Materien

flüſſige beſtimmen. Bedient man ſich

gehob- niger Scheiben von einem ſehr groſſen

ſilber- chmeſſer, ſo iſt, nach dem Vorigen, die

me Adhäsion beinahe $= \pi l^2 \cdot \frac{\sqrt{2}}{\sqrt{\alpha}} \cdot D' \cdot \cos \frac{1}{2}\omega'$,

te wenn D' die Dichtigkeit des Flüſſigen bedeutet.

Nennt man alſo p das Gewicht, welches nöthig iſt,

um die Scheibe von der Oberfläche des Flüſſigen los-

zu reiſſen, ſo iſt jene Gröſſe $= p$. Hier beziehen

ſich die Gröſſen D' und α bloß auf das Flüſſige, und

es ſind daher die Werthe, welche $\cos \frac{1}{2}\omega'$ bei Schei-

ben von gleichen Durchmeſſern, die aus verſchied-

denen Substanzen bestehen, erhält, der Größe p , folglich $\cos.^2 \frac{1}{2}\omega'$ der Größe p^2 proportional. Wir wissen aber (aus §. 13.), daß $\cos.^2 \frac{1}{2}\omega' = \frac{p}{p'}$ ist; also sind, da p' sich auf das Flüssige bezieht, die den verschiedenen Scheiben entsprechenden Werthe von p den Quadraten der correspondirenden Gewichte p proportional. Diese Werthe beziehen sich (nach §. 1. am Ende) auf gleiche Volumina, und man muß sie mit den Dichtigkeiten der Substanzen dividiren, um die Werthe zu erhalten, welche sich auf gleiche Massen beziehen. Diese Werthe von p würden den Attractivkräften proportional seyn, wenn das Gesetz der Anziehung für die verschiedenen Substanzen einerlei wäre; in diesem Falle also verhielten sich die *Attractivkräfte der verschiedenen Materien auf das Flüssige*, bei gleichem Volumen, wie die Quadrate der Gewichte, die erfordert werden, um einerlei Scheibe von der Oberfläche des Flüssigen abzureißen.

Wenn eine Flüssigkeit die Scheibe vollkommen befeuchtet, so zeigen die Beobachtungen über die Adhäsion bloß die Attraction des Flüssigen gegen sich selbst. Benetzt das Flüssige die Scheiben nicht vollkommen, so bringt die Reibung desselben gegen die untere Seite große Aenderung in den Resultaten der beobachteten Adhäsion hervor, so wie wir dieses bei Glasplatten, die an einer Quecksilberfläche anliegen, gesehen haben. In diesem Falle ist es schwer, dasjenige Resultat aus-

zufinden, welches ohne diese Anomalie Statt finden würde, und es läßt sich folglich die Attraction der Scheibe auf ein solches Flüssiges nicht sicher bestimmen.

Wir haben im Vorigen gesehen (§. 16.), daß der Berührungswinkel des Queckfilbers mit dem Glase, im Wasser, $= 0$ ist, oder daß die Oberfläche des mit Wasser bedeckten Queckfilbers in einem gläsernen Haarröhrchen eine convexe Halbkugel bildet. Hieraus folgt, wenn man eine Glascheibe an die Oberfläche des Queckfilbers anlegt und dann die Glascheibe und das Queckfilber im Gefäße mit Wasser bedeckt, daß $\omega' = \pi$ seyn, und folglich der vorige Ausdruck für das Gewicht der mit der Scheibe gehobenen Queckfilbersäule $= 0$ werden muß; die Scheibe muß sich dann also ohne allen Widerstand vom Queckfilber trennen lassen. Und in der That hat Herr Gay-Lussac dieses bei seinen Versuchen so gefunden.

P. Figur eines grossen Queckfilber - Tropfens, und Depression des Queckfilbers in einer Glasröhre von bedeutendem Durchmesser.

24. Wenn sich auf einer ebenen, horizontalen Glasplatte ein breiter, kreisförmiger Queckfilbertropfen befindet, so ist der vertikale, durch des Tropfens Centrum gehende, Querschnitt desselben am Scheitel sehr wenig gekrümmt; aber wenn man sich von diesem Punkte entfernt, so nimmt die Krümmung immer mehr zu bis an den

Punkt, wo die Tangente vertikal wird. In diesem Punkte ist die Breite des Tropfens am größten und die Krümmung am stärksten; unterhalb nähert die Oberfläche sich wieder der Achse, und stößt endlich unter einem spitzen Winkel mit dem Glase zusammen. Wir wollen jetzt die Gleichung für diese Durchschnits - Curve bestimmen.

Es sey b der Krümmungshalbmesser der Curve am Scheitel, und es sey zugleich in diesem Scheitel der Anfangspunkt der horizontalen Ordinaten u und der vertikalen Ordinaten z , durch welche die Lage irgend eines Punktes der Curve bestimmt werde. Es ist dann nach §. 4.

$$\frac{\frac{d^2 z}{du^2}}{\left(1 + \frac{dz^2}{du^2}\right)^{\frac{3}{2}}} + \frac{\frac{1}{u} \cdot \frac{dz}{du}}{\left(1 + \frac{dz^2}{du^2}\right)^{\frac{1}{2}}} - 2az = \frac{2}{b};$$

Ist der Tropfen sehr breit, so kann man für einen grossen Theil seiner Oberfläche die dritten Potenzen von $\frac{dz}{du}$ vernachlässigen, und dann erhält die Gleichung folgende Form

$$u \cdot \frac{d^2 z}{du^2} + \frac{dz}{du} - 2auz - \frac{2u}{b} = 0.$$

Diese vereinfachte Gleichung ist dennoch nach den bekannten Methoden nicht integrabel, aber man kann ihr Genüge thun, wenn man

$$z = \frac{1}{ab\pi} \int d\phi \cdot [e^u \sqrt{2a} \cdot \cos \phi - 1]$$

setzt, und das Integral von $\phi = 0$ bis $\phi = \pi$ nimmt. Dieser Werth ist nicht das vollständige Integral dieser Gleichung, aber er genügt für den

jetzigen Fall, wo z und $\frac{dz}{du}$ mit u zugleich verschwinden.

Dafs dieser Werth der Differentialgleichung entspreche, läst sich folgender Maßen übersehen. Es folgt aus

$$z = \frac{1}{ab\pi} \int d\varphi [e^{u \cdot \cos.\varphi} \cdot \sqrt{2\alpha} - 1]$$

$$\frac{dz}{du} = \frac{1}{ab\pi} \int d\varphi \cos.\varphi \cdot \sqrt{(2\alpha)} \cdot e^{u \cos.\varphi} \cdot \sqrt{(2\alpha)};$$

$$\frac{d^2z}{du^2} = \frac{1}{ab\pi} \int d\varphi \cdot 2\alpha \cdot \cos.^2\varphi \cdot e^{u \cos.\varphi} \cdot \sqrt{2\alpha};$$

und wenn man diese Werthe in unsere zu integrierende Gleichung setzt, so muß seyn

$$\frac{1}{ab\pi} \int d\varphi [2\alpha u \cdot \cos.^2\varphi + \cos.\varphi \cdot \sqrt{2\alpha} - 2\alpha u] \cdot e^{u \cdot \cos.\varphi} \sqrt{2\alpha}$$

$$+ \frac{2u \int d\varphi}{\pi} - \frac{2u}{b} = 0$$

Nimmt man hier die Integrale von $\varphi = 0$ bis $\varphi = \pi$, so heben sich sogleich die beiden letzten Glieder auf, die erstern aber geben

$$\frac{1}{ab\pi} \sqrt{(2\alpha)} \cdot \sin.\varphi \cdot e^{u \cos.\varphi} \cdot \sqrt{2\alpha} + const.$$

Und da die $const. = 0$ wird für $\varphi = 0$, und auch der vollständige Werth verschwindet für $\varphi = \pi$, so ist unserer Gleichung Genüge geschehen.

Da $\cos.\varphi = 1 - 2 \cdot \sin.^2 \frac{1}{2}\varphi$, so kann man auch setzen

$$z = \frac{e^{u \sqrt{2\alpha}}}{ab\pi} \int d\varphi \cdot e^{-2u \cdot \sqrt{2\alpha} \sin.^2 \frac{1}{2}\varphi} - \frac{1}{ab}$$

Wenn nun $2u \cdot \sqrt{2\alpha}$ einen bedeutenden Werth hat, wie dieses gegen den Rand eines breiten Trop-

fung zu Statt findet, so wird der Werth von $e^{-2u\sqrt{2\alpha}} \cdot \sin^2 \frac{1}{2}\Phi$ sehr klein und unmerklich, sobald Φ einen merklichen Werth hat. Giebt man also dann der Integralformel $\int d\Phi \cdot e^{-2u\sqrt{2\alpha}} \cdot \sin^2 \frac{1}{2}\Phi$ folgende Form

$$\int d\Phi \cdot \cos \frac{1}{2}\Phi \left(1 + \frac{1}{2} \sin^2 \frac{1}{2}\Phi\right) e^{-2u\sqrt{2\alpha}} \cdot \sin^2 \frac{1}{2}\Phi$$

$$+ 2 \int d\Phi \cdot \sin^4 \frac{1}{2}\Phi \left(1 + 2 \cos^2 \frac{1}{2}\Phi\right) \cdot e^{-2u\sqrt{2\alpha}} \cdot \sin^2 \frac{1}{2}\Phi,$$

so kann man ohne merklichen Irrthum dieses letzte Glied weglassen, und erhält dann, wenn man $2u \cdot \sin^2 \frac{1}{2}\Phi \sqrt{2\alpha} = t^2$ setzt,

$$z = \frac{e^{u\sqrt{2\alpha}}}{\alpha b \pi \sqrt{[2u\sqrt{2\alpha}]}} \int 2dt \cdot e^{-t^2} \left(1 + \frac{t^2}{4u\sqrt{2\alpha}}\right) - \frac{1}{\alpha b}.$$

Das Integral muß in Beziehung auf t von $t^2 = 0$ bis $t^2 = 2u\sqrt{2\alpha}$ genommen werden. Da aber, wie wir voraus setzen, $e^{-2u\sqrt{2\alpha}}$ eine unmerkliche Gröfse ist, so kann man das Integral von $t = 0$ bis $t = \infty$ nehmen, und hat dann $2 \int dt \cdot e^{-t^2} = \sqrt{\pi}$ und

$$z = \frac{e^{u\sqrt{2\alpha}}}{\alpha b \sqrt{[2\pi u \sqrt{2\alpha}]}} \left(1 + \frac{1}{8u\sqrt{2\alpha}}\right) - \frac{1}{\alpha b}. \quad *)$$

*) Ob gleich dieser Werth von z sich auf Punkte beziehen soll, die dem Rande näher liegen, so muß man sich doch erinnern, daß es nur für Punkte gelten kann, wo $\frac{dz}{du}$ sehr klein ist, und also nicht für die, welche dem äußern Rande sehr nahe liegen. Daß $\int e^{-t^2} dt = \frac{1}{2}\sqrt{\pi}$ sey, beweiset K r a m p, *analyse des réfractions*, p. 65, wo indess der Beweis nicht ganz strenge ist, in so fern als er

jetzigen Fall, wo z und $\frac{dz}{du}$ mit u zugleich verschwinden.

Dass dieser Werth der Differentialgleichung entspreche, lässt sich folgender Maßen übersehen. Es folgt aus

$$z = \frac{1}{ab\pi} \int d\phi [e^{u \cdot \cos.\phi} \cdot \sqrt{2\alpha} - 1]$$

$$\frac{dz}{du} = \frac{1}{ab\pi} \int d\phi \cos.\phi \cdot \sqrt{(2\alpha)} \cdot e^{u \cos.\phi} \cdot \sqrt{(2\alpha)};$$

$$\frac{d^2z}{du^2} = \frac{1}{ab\pi} \int d\phi \cdot 2\alpha \cdot \cos.^2\phi \cdot e^{u \cos.\phi} \cdot \sqrt{2\alpha};$$

und wenn man diese Werthe in unsere zu integrierende Gleichung setzt, so muss seyn

$$\frac{1}{ab\pi} \int d\phi [2\alpha u \cdot \cos.^2\phi + \cos.\phi \cdot \sqrt{2\alpha} - 2\alpha u] \cdot e^{u \cdot \cos.\phi} \sqrt{2\alpha}$$

$$+ \frac{2u \int d\phi}{\pi} - \frac{2u}{b} = 0.$$

Nimmt man hier die Integrale von $\phi = 0$ bis $\phi = \pi$, so heben sich sogleich die beiden letzten Glieder auf, die erstern aber geben

$$\frac{1}{ab\pi} \sqrt{(2\alpha)} \cdot \sin.\phi \cdot e^{u \cos.\phi} \cdot \sqrt{2\alpha} + const.$$

Und da die $const. = 0$ wird für $\phi = 0$, und auch der vollständige Werth verschwindet für $\phi = \pi$, so ist unserer Gleichung Genüge geschehen.

Da $\cos.\phi = 1 - 2 \cdot \sin.^2 \frac{1}{2}\phi$, so kann man auch setzen

$$z = \frac{e^{u \sqrt{2\alpha}}}{ab\pi} \int d\phi \cdot e^{-2u \cdot \sqrt{2\alpha} \cdot \sin.^2 \frac{1}{2}\phi} - \frac{1}{ab}.$$

Wenn nun $2u \cdot \sqrt{2\alpha}$ einen bedeutenden Werth hat, wie dieses gegen den Rand eines breiten Trop-

fers zu Statt findet, so wird der Werth von $e^{-2u\sqrt{2\alpha} \cdot \sin^2 \frac{1}{2}\Phi}$ sehr klein und unmerklich, sobald Φ einen merklichen Werth hat. Giebt man also dann der Integralformel $\int d\Phi \cdot e^{-2u\sqrt{2\alpha} \cdot \sin^2 \frac{1}{2}\Phi}$ folgende Form

$$\int d\Phi \cdot \cos. \frac{1}{2}\Phi \left(1 + \frac{1}{2} \sin^2 \frac{1}{2}\Phi\right) e^{-2u\sqrt{2\alpha} \cdot \sin^2 \frac{1}{2}\Phi} \\ + 2 \int d\Phi \cdot \sin. \frac{1}{4}\Phi \left(1 + 2 \cos. \frac{1}{4}\Phi\right) \cdot e^{-2u\sqrt{2\alpha} \cdot \sin^2 \frac{1}{2}\Phi},$$

so kann man ohne merklichen Irrthum dieses letzte Glied weglassen, und erhält dann, wenn man $2u \cdot \sin^2 \frac{1}{2}\Phi \sqrt{2\alpha} = t^2$ setzt,

$$z = \frac{e^{u\sqrt{2\alpha}}}{\alpha b \pi \sqrt{[2u\sqrt{2\alpha}]}} \int 2dt \cdot e^{-t^2} \left(1 + \frac{t^2}{4u\sqrt{2\alpha}}\right) - \frac{1}{\alpha b}.$$

Das Integral muss in Beziehung auf t von $t^2 = 0$ bis $t^2 = 2u\sqrt{2\alpha}$ genommen werden. Da aber, wie wir voraus setzen, $e^{-2u\sqrt{2\alpha}}$ eine unmerkliche Gröfse ist, so kann man das Integral von $t = 0$ bis $t = \infty$ nehmen, und hat dann $2 \int dt \cdot e^{-t^2} = \sqrt{\pi}$ und

$$z = \frac{e^{u\sqrt{2\alpha}}}{\alpha b \sqrt{[2\pi u\sqrt{2\alpha}]}} \left(1 + \frac{1}{8u\sqrt{2\alpha}}\right) - \frac{1}{\alpha b}. \quad *)$$

*) Ob gleich dieser Werth von z sich auf Punkte beziehen soll, die dem Rande näher liegen, so muss man sich doch erinnern, dass es nur für Punkte gelten kann, wo $\frac{dx}{du}$ sehr klein ist, und also nicht für die, welche dem äussern Rande sehr nahe liegen. Dafs $\int e^{-t^2} dt = \frac{1}{2}\sqrt{\pi}$ sey, beweiset Kramp, *analyse des réfractions*, p. 65, wo indess der Beweis nicht ganz strenge ist, in so fern als er

... ist der von z unabhängi-

$$- \cos. \frac{3}{2} \omega') = a q^2 + \frac{2q}{b}.$$

... Tropfen ist $\frac{1}{b}$ ein kleiner

... Quadrat man weglassen darf, und

... vorige Gleichung beinahe

$$= \frac{\sqrt{2}}{\sqrt{\alpha}} \cdot \sin. \frac{1}{2} \omega' + \frac{1 - \cos. \frac{3}{2} \omega'}{3 \alpha l \cdot \sin. \frac{1}{2} \omega'}.$$

... zu bestimmen, kehren wir zu der

$$- du \cdot \text{tang. } \omega = - \frac{1}{2} \frac{\sqrt{2}}{\sqrt{\alpha}} \cdot d\omega \cdot \cos. \frac{1}{2} \omega$$

... welche giebt

$$- \log. \text{tang. } \frac{1}{4} \omega + 2 \cos. \frac{1}{2} \omega$$

$$+ l \sqrt{2\alpha} - \log. \text{tang. } \frac{1}{4} \omega' - 2 \cos. \frac{1}{2} \omega',$$

... beständige Gröfse ist dadurch bestimmt,

... $u = l$, $\omega = \omega'$ wird. Man hat also

$$\text{tang. } \frac{1}{4} \omega' \cdot e^{(u-l) \sqrt{2\alpha}} - 2 \cos. \frac{1}{2} \omega + 2 \cos. \frac{1}{2} \omega',$$

... Basis des natürlichen Logarithmen-Sy-

stems ist. Für kleine Werthe von ω giebt diese

Gleichung

$$\text{tang. } \frac{1}{4} \omega' \cdot e^{(u-l) \sqrt{2\alpha}} - \sin. \frac{1}{2} \omega'.$$

... man den oben für z gefundenen Aus-

druck für den Fall, daß ω sehr klein ist, so wird

$$\left(1 - \frac{3}{8u \cdot \sqrt{2\alpha}} - \frac{3}{16u^2 \cdot \alpha} \right)$$

... man kann hier in den letzten Gliedern $u = l$

... und wenn l sehr groß ist, die Glieder

Adhäsion der vorigen Scheibe an dieses Flüssige durch Rechnung $\equiv 34,350$ Grammen. Hr. Gay-Lussac fand sie durch Beobachtung bei eben der Temperatur $\equiv 34,104$ Gr., abermahls wenig von der Berechnung verschieden.

Herr Gay-Lussac hat mehrere Versuche über die Adhäsion eben dieser Scheibe an Quecksilber gemacht; aber um sie mit der Theorie zu vergleichen, muß man *erstens* die Erhebung des Quecksilbers in einer Glasröhre von gegebenem Durchmesser, und *zweitens* den Winkel kennen, welchen die Oberfläche des Quecksilbers mit dem Glase im Punkte der Berührung bildet. Beide Stücke sind durch die Beobachtung schwer zu bestimmen, weil die Reibung des Quecksilbers an dem Glase der Erhebung oder Niederdrückung des Quecksilbers im Haarröhrchen zu viel Hinderniß in den Weg legt, und weil sie auch den Neigungswinkel der Oberfläche des Quecksilbers gegen die Röhrenwand erheblich ändern kann. Die Vergleichung mehrerer Beobachtungen über Phänomene, welche von der Haarröhren-Kraft abhängen, mit der Theorie, hat mir, als mittleren Werth von $\frac{2}{\alpha}$ für das Quecksilber, bei einer Temperatur von 10 Graden,

$$\frac{2}{\alpha} = 13 \text{ Quadrat-Millimeter}$$

gegeben, und für den spitzen Winkel, welchen die Wände des Glasgefäßes mit einer Tangentialebene machen, welche an die Oberfläche des Quecksilbers

ratur, von dem Alkohol zu trennen. Hr. Gay-Lussac fand durch Beobachtung dieses Gewicht $= 31,08$ Grammen, nahe genug der Berechnung gemäß.

Alkohol, dessen specifische Schwere bei 10 Gr. Temperatur $= 0,8595$ war, wenn die des Wassers bei gleicher Temperatur $= 1$ ist, stieg in der ersten Röhre zu 9,30097 Millimeter, welches die corrigirte Höhe $= 9,51649$ Millimeter und für diesen Alkohol den Werth von $\frac{2}{\alpha} = 12,31905$ Quadrat-Millimeter giebt. Hieraus folgt das Gewicht, welches nöthig ist, um die eben erwähnte Scheibe von der Oberfläche dieses Alkohols abzureißen, $= 32,86$ Grammen. Die Beobachtung des Herrn Gay-Lussac gab 32,87.

Endlich für Alkohol, dessen Dichtigkeit bei 8 Gr. Temperatur $= 0,94153$ war, fand sich die Erhebung in der ersten Röhre $= 9,99727$ Millim., also $\frac{2}{\alpha} = 13,2198$ Quadrat-Millimeter, und folglich die Adhäsion der vorhin gebrauchten Scheibe $= 37,283$ Grammen. Herr Gay-Lussac fand bei eben der Temperatur durch Beobachtung 37,152 Grammen.

Terpenthin-Oehl, dessen specifisches Gewicht bei 8 Gr. Temperatur, verglichen mit der des ebenso warmen Wassers, $= 0,869458$ war, stieg in der ersten Röhre auf 9,95459 Millimeter. Dieses giebt die corrigirte Höhe $= 10,16729$ und $\frac{2}{\alpha} = 13,1606$ Quadrat-Millimeter, und daraus findet sich die

Adhäsion der vorigen Scheibe an dieses Flüssige durch Rechnung $\equiv 34,350$ Grammen. Hr. Gay-Lussac fand sie durch Beobachtung bei eben der Temperatur $\equiv 34,104$ Gr., abermahls wenig von der Berechnung verschieden.

Herr Gay-Lussac hat mehrere Versuche über die Adhäsion eben dieser Scheibe an Quecksilber gemacht; aber um sie mit der Theorie zu vergleichen, muß man *erstens* die Erhebung des Quecksilbers in einer Glasröhre von gegebenem Durchmesser, und *zweitens* den Winkel kennen, welchen die Oberfläche des Quecksilbers mit dem Glase im Punkte der Berührung bildet. Beide Stücke sind durch die Beobachtung schwer zu bestimmen, weil die Reibung des Quecksilbers an dem Glase der Erhebung oder Niederdrückung des Quecksilbers im Haarröhrchen zu viel Hinderniß in den Weg legt, und weil sie auch den Neigungswinkel der Oberfläche des Quecksilbers gegen die Röhrenwand erheblich ändern kann. Die Vergleichung mehrerer Beobachtungen über Phänomene, welche von der Haarröhren-Kraft abhängen, mit der Theorie, hat mir, als mittleren Werth von $\frac{2}{\alpha}$ für das Quecksilber, bei einer Temperatur von 10 Graden,

$$\frac{2}{\alpha} = 13 \text{ Quadrat-Millimeter}$$

gegeben, und für den spitzen Winkel, welchen die Wände des Glasgefäßes mit einer Tangentialebene machen, welche an die Oberfläche des Quecksilbers

achtung folgt $\frac{2}{\alpha} = 12,0305$ Quadrat-Millimeter, und die vorige Formel giebt für die Erhebung in der weiten Röhre 0,3378 Millimeter, statt dass die Erfahrung diese Erhebung $= 0,3835$ gab. Dieser Unterschied ist innerhalb der Grenzen der Irrthümer, welche sowohl bei den Versuchen Statt finden, als auch aus der Formel, welche nur eine Näherungsformel ist, entspringen konnten.

IV.

U e b e r

*das plötzliche, regellose Steigen und Fallen
des Wassers im Genfersee, welches unter dem
Namen Seiches bekannt ist,*

und über

einige andere Erscheinungen an der Oberfläche von Seen;

von

VAUCHER in Genf,

mit Bemerkungen von Will. Nicholson in London.

Frei übersetzt von Gilbert.

Mit dem Namen *Seiches* bezeichnen die Bewohner der Ufer des Genfer-Sees gewisse Veränderungen im Niveau der Wasserfläche des Sees, welche plötzlich und unregelmässig eintreten, und mit dem jährlichen regelmässigen Anwachsen des Wassers, das vom Schmelzen des Schnees herrührt, nichts gemein haben. Diese Erscheinung ist schon von Fatio de Duillers zu Anfange des vorigen Jahrhunderts in Spon's Geschichte von Genf beschrieben worden, und später von Jalabert in den *Abhandlungen* der Pariser Akademie der Wissenschaften 1741, von Serre im *Journal des Savans* 1763, von Bertrand in seinen *Mémoires inédites* und von Sauffure im 1. Bande seiner Reisen durch die Alpen. Einige diese Naturforscher ha-

ben versucht, die *Seiches* zu erklären, doch ist die Erscheinung von ihnen weder mit hinlänglicher Genauigkeit aufgefaßt, noch als ein allgemeines Phänomen betrachtet worden. In dem *Bulletin des Sciences de la Soc. philom.* Nr. 96. haben die Herausgeber eine Abhandlung des Hrn. Vaucher über die *Seiches* im Auszuge bekannt gemacht; ich theile diesen Auszug dem Leser, so wie ich ihn finde, mit, und füge Bemerkungen des scharfsinnigen Physikers Nicholson bei, und einige interessante Erfahrungen, welche der Seefahrer Horsburgh über Erscheinungen ähnlicher Art in den indischen und chinesischen Meeren gemacht hat.

Folgendes sind die Resultate, welche Herr Vaucher aus seinen zahlreichen Beobachtungen über die *Seiches* gezogen hat.

1) Sie sind dem Genfersee nicht ausschliesslich eigen; man bemerkt sie auch auf dem Bodensee, dem Zürcher, dem Annecyer, dem Neufchâtel See, und dem *Lago Maggiore*, und man hat Gründe, zu glauben, daß sie fast in allen Seen vorkommen, nur daß man auf sie nicht überall aufmerksam gewesen ist.

2) Die *Seiches* scheinen indessen in der That im Genfersee bedeutender, als in irgend einem der andern Seen zu seyn, in denen man sie bis jetzt beobachtet hat. Es ist nichts Seltenes, die Wasserfläche des Genfersees an gewissen Orten innerhalb 15 bis 20 Minuten sich um 3, 4 und selbst 5 Fuß

5 Fuß erheben und nach einiger Zeit wieder herab sinken zu sehen, indess die stärksten Seiches in andern Seen weit geringer sind. Im Bodensee betragen sie nur 4 bis 5 Zoll, im Zürchersee nur $1\frac{1}{2}$ Zoll, im Annecyer nur 4 bis 5 Linien, und in dem Neufchateller See und dem Lago Maggiore ebenfalls nur wenige Linien.

3) In allen diesen Seen, und vorzüglich in dem Genfersee, sind die Wasser-Erhebungen an denjenigen Orten am stärksten und merklichsten, wo der See seinen Abfluß hat. Zwei Lieues von Genf steigen sie nicht höher als um 1 bis 2 Zoll; und nahe bei der Stelle, wo die Rhone in den See eintritt, sind diese Seiches nicht höher, als in den andern genannten Seen.

4) In diesen verschiedenen Seen sind sie am merklichsten an den Stellen, wo der See sich verengert.

5) Sie kommen, ohne Unterschied, in allen Jahreszeiten und zu allen Tagesstunden vor; doch in allen Seen häufiger bei Tage als bei Nacht, und häufiger im Frühjahr und Herbst, als im Sommer und Winter.

6) Besonders hat man in der Nähe von Genf bemerkt, daß die stärksten Wassererhebungen zu Ende des Sommers, d. i., zu der Zeit vorkommen, wenn der Wasserstand des Sees am höchsten ist.

7) Die Seiches sind zwar überaus häufig, sie betragen aber gewöhnlich nur einige Linien, oder höchstens einige Zolle, und dann können sie nicht

anders wahrgenommen werden, als an Vorrichtungen, durch welche sich die Höhe der Wasserfläche mit Genauigkeit messen läßt. Es ist dem Mangel an Beobachtungen dieser Art zuzuschreiben, daß man sie bisher für sehr selten gehalten hat, da man ohne solche Apparate nur die sehr starken, mehrere Fuß betragenden, Erhebungen der Wasserfläche gewahr wird.

8) Die *Seiches* treten ein ohne irgend eine unruhige Bewegung, ohne Wellenschlagen oder Strömen in der Wasserfläche.

9) Ihre Dauer ist sehr verschieden, selten übersteigt sie 20 bis 25 Minuten, und oft ist sie viel kürzer.

10) Sie zeigen sich in jeder Temperatur. Indessen erhellt doch aus sehr umständlichen Beobachtungs-Tabellen, daß sie desto häufiger und stärker sind, je veränderlicher der Zustand der Atmosphäre ist. Man hat bemerkt, daß bedeutende Veränderungen des Barometers mit beträchtlichen *Seiches* correspondiren, und es ist eine allgemeine Meinung unter den Fischern, daß die *Seiches* Veränderungen des Wetters anzeigen. Vorzüglich stark bemerkt man sie, wenn die Sonne aus dunkeln Wolken hervor tritt, und sehr hell zu scheinen anfängt.

Dieses sind die vornehmsten Umstände bei der Erscheinung der *Seiches*. Aus ihnen lassen sich die verschiedenen Erklärungen beurtheilen, welche man von dieser Erscheinung versucht hat. *Fatio* schreibt die

Seiches sehr heftigen Windstößen zu, welche das Wasser im engsten Theile des Sees zusammen drängen. Nach Jallabert sollen sie von einem plötzlichen Anwachsen der Arve herrühren, die sich in die Rhone, in geringer Entfernung vom See, unter einem bedeutenden Winkel ergießt, und daher allerdings wohl die Rhone in ihrem Laufe zuweilen eine kurze Zeit über aufhalten, und dadurch machen kann, daß das Wasser des Sees in der Nähe von Genf etwas steigt. Bertrand endlich leitete diese Erscheinung von elektrischen Wolken ab, welche das Wasser des Sees anziehen, und dadurch um so stärkere Oscillationen in demselben bewirken sollen, je näher die Ufer des Sees einander sind *).

Herr Vaucher hält sich nicht dabei auf, zu zeigen, wie unzulänglich diese drei Hypothesen sind, um alle Umstände des Phänomens zu erklären. Die wahre Erklärung, bemerkt er, muß eines Theils allgemein, und andern Theils lokal seyn, in so fern sie sowohl von den unbedeutenden *Seiches*, die man auf allen Seen und an allen Stellen ihrer Oberfläche bemerkt, den Grund angeben, als auch erklären muß, warum diese Erscheinung am westlichen Ende des Genfersees weit merklicher, als an irgend einem andern bekannten Orte ist.

*) Es stehe hier die Hauptsache von dem, was man in dem ersten Theile von Sauffure's Reisen in die Alpen (S. 15. der deutschen Uebersetzung) von diesem Phänomene fin-

Was das Erstere betrifft, so sucht Herr Vacher den allgemeinen Grund der Seiches in den so häufigen Veränderungen, welche wir in der Schwere der Luftsäulen unserer Atmosphäre bemerken, und folglich in einem ungleichen Drucke des Luftkreises auf verschiedene Punkte der Oberfläche des Sees, welche Meinung auch schon Saussure im 1. Bande seiner *Voy. dans les Alpes* bestimmt geäußert hat.

Man begreift leicht, daß, wenn an irgend einer Stelle des Sees der Luftdruck plötzlich vermindert wird, ohne daß dieses an den übrigen Stellen der Oberfläche zugleich der Fall ist, oder

det. „Man sieht zuweilen in stürmischen Tagen das Wasser des Genfersees sich auf ein Mahl 4 bis 5 Fuß hoch erheben, dann wieder eben so schnell sinken, und so abwechselnder Weise einige Stunden lang fortfahren. Man nennt diese Naturerscheinung *Seiches*. Sie ist an den Ufern, da, wo der See am breitesten ist, nur wenig merklich; mehr an seinen Enden, hauptsächlich aber bei Genf, wo der See am engsten ist. Fatio leitet sie von Stößen des Südwindes her, der das Wasser gegen die Sandbank drücke, die den See oberhalb des Ausflusses der Rhone einschließt. Der verstorbene Jallabert bemerkt, daß diese Erklärung sich nicht zu einem Ebben und Fluthen passe, das auch, nach häufigen Bemerkungen, zur Zeit der Windstille Statt finde. — — Man hat aber *Seiches* wahrgenommen, bei denen weder Windstöße voran gegangen, noch auch die Arve ausgetreten oder nur merklich angewachsen war. Ich selbst habe am 3. August 1763 eine der beträchtlichsten beobachtet, die man je wahrgenommen hat. In einer der Wallungen stieg das Wasser auf 4 F. 6 Z. 9 L. innerhalb 10 Minuten, und doch war die Arve nicht merklich gewachsen (vergl. *Hist. de l'Acad.* 1763). Umgekehrt sieht man sehr schnelle und beträchtliche Ver-

während er hier vielleicht gar vermehrt wird, — das Wasser an jener Stelle gezwungen seyn wird, anzusteigen, und wieder wird sinken müssen, so bald sich die Luftsäulen ins Gleichgewicht setzen. Bekanntlich sind die Veränderungen des Barometerstandes so häufig, daß das Barometer im Grunde niemahls völlig still steht. Diese Veränderungen können durch Abwechselung in der Temperatur entstehen; nach Sauffure's Berechnung entspricht eine Abnahme von 3 Grad in der Temperatur einer Luftsäule, einer Veränderung von 0,85 Linien in dem Barometerstande. Veränderungen dieser Art finden in Gebirgsgegenden, am häufig-

änderungen der Arve, ohne daß daraus *Seiches* entstehen. Am 26. Okt. 1778. schwoh die Arve nach häufigem Regen und einem warmen Winde in wenig Stunden auf eine Höhe an, die sie seit 1740 nicht gehabt hatte. Die Rhone wurde durch sie in ihrem Laufe aufgehalten, und der See stieg, aber stufenweise, ohne die schnellen Wallungen zu zeigen, durch die sich die *Seiches* charakterisiren; und sein Fallen war eben so langsam, obschon die Arve sehr schnell wieder gesunken war. Sie hatte Nachmittags die größte Höhe erreicht, in der sich zugleich das Wasser des Sees befand, und den andern Morgen war sie schon um 3 Fufs gefallen, während die Oberfläche des Sees sich erst um 6 Linien gesenkt hatte. Das Wasser eines so großen Behälters konnte dem des Stroms nur langsam in seinen Veränderungen nachfolgen, — — Ich glaube, daß schnelle und lokale Veränderungen in der Schwere der Luft zu dieser Erscheinung das Ihrige beitragen, und diese einen Augenblick dauernde Ebbe und Fluth hervor bringen können, indem sie auf eine verschiedene Weise auf die Fläche des Sees drücken." — Man wird hieraus die unten folgenden Bemerkungen Nicholson's besser beurtheilen können.

Gilbert.

sten im Frühjahre und Herbste und bei Annäherung von Stürmen und Gewittern Statt; alles Umstände, welche damit zusammen stimmen, daß zu diesen Zeiten die *Seiches* am häufigsten sind. Diese allgemeine Ursache erklärt die geringen Veränderungen des Niveau, welche allen Seen gemein sind; sie gilt aber zugleich für alle grossen Oberflächen, und es ist daher sehr wahrscheinlich, daß ähnliche Veränderungen des Niveau auch auf dem Meere Statt finden, unabhängig von der Ebbe und Fluth, welche Ursache ist, daß man sie dort bisher übersehen hat. Vielleicht tragen diese Veränderungen im Gewichte der Atmosphäre zu den plötzlichen und lokalen Erhebungen des Wassers in dem Meere bei, die man bisher alle ohne Unterschied zu den Wasserhosen gerechnet hat. Die nämliche Ursache kann auch auf die Flüsse wirken; aber statt deren Niveau zu erhöhen oder zu erniedrigen, muß sie sich, Herrn Vaucher zu Folge, dahin äußern, den Fluß in seinem Laufe für einen Augenblick zu beschleunigen oder zu retardiren; ein Umstand, der sehr schwer zu beobachten seyn würde, und über den wir noch gar nichts wissen.

Was den zweiten Theil der Erklärung betrifft, warum nämlich das Phänomen in dem hintersten Theile des Genfersees, unweit Genf, sich von so vorzüglicher Stärke zeigt, so gründet sie Hr. Vaucher auf Umstände, die diesem See eigen sind, und die sich in mindern Graden auch bei dem Zürchersee und bei dem Bodensee finden, wo die *Se-*

ches nächst dem Genfersee am stärksten sind. Der erste dieser Umstände ist, daß sich der See an einer gewissen Stelle verengert; der zweite, daß er nach seinem Ausflusse zu geneigt ist.

Was den erstern Umstand betrifft, so reicht der Blick auf eine Karte des Genfersees hin, um sich zu überzeugen, daß der See an seinem westlichen Ende sich beträchtlich verengert, so, daß er eine halbe Lieue von Genf kaum ein Drittel so breit als bei Thonon ist. Nun läßt sich aber ein See von dieser Gestalt mit einer mit Wasser gefüllten heberförmigen Röhre vergleichen, deren Schenkel von sehr ungleichem Durchmesser sind. Ist z. B. der Querschnitt des einen Schenkels 14 Mal kleiner als der des andern, so wird, wenn plötzlich der Luftdruck auf den engern Schenkel um 1 Linie Wasserhöhe zunimmt, das Wasser in ihm um 14 Linien fallen, und in dem weiten Schenkel nur um 1 Linie steigen; und umgekehrt würde bei einer Vermehrung des Drucks auf den weiten Schenkel, der das Wasser in demselben um 1 Linie sinken machte, das Wasser im engen Schenkel im ersten Augenblicke um 14 Linien steigen. Und dieser Erfolg würde der doppelte seyn, wenn der Druck der Atmosphäre auf einen Schenkel abnähme, während er sich auf dem andern vermehrte. Man wird diesem zu Folge zugeben, daß in Seen, die sich an irgend einer Stelle merklich verengern, der Einfluss der atmosphärischen Veränderungen auf die Erzeugung der Sei-

ches an der engern Stelle beträchtlicher seyn muß, als an der weitem.

Ein ähnlicher Erfolg muß nach Herrn *Vauch*er auch Statt finden, wenn der Theil des Sees, wo dieser seinen Abfluß hat, gegen den Horizont geneigt ist. Er bemerkt, daß jeder in einer geneigten Ebene befindliche Theil einer Flüssigkeit als von zwei Kräften getrieben betrachtet werden kann; eine, welche ihn auf das Niveau des obern Theils der geneigten Ebene oder des Wasserbehälters zu erheben strebt, und die andere, welche ihn nach der Richtung des Stromes antreibt. Wenn nun die Theile der obern Flüssigkeit plötzlich niedergedrückt werden, und dadurch das Strömen einen Augenblick über aufhört, so werden die flüssigen Theilchen dann nur von der ersten Kraft getrieben, und von ihr zu dem vorigen Niveau der obern Theile aufwärts gehoben, von dem sie gleich darauf wieder herab sinken. Nun haben aber, wie oben bemerkt worden ist, alle die Stellen von Seen, wo die *Seiches* sehr merklich sind, wirklich einen beträchtlichen Abhang; und natürlich wird dieser Abhang stärker in den Jahreszeiten, in welchen das Wasser des Sees am höchsten steht; und gerade das ist die Zeit, wenn die *Seiches* in der Nähe von Genf am auffallendsten sind.

Außer den Phänomenen der *Seiches* zeigen der Genfer und alle übrige Seen noch zwei auffallende Erscheinungen. Die eine wird von den Fischern auf dem Genfersee mit dem Namen der *Fon-*

tainen bezeichnet. Sie besteht darin, daß die Oberfläche des Sees, statt durchaus ruhig oder durchaus in Bewegung zu seyn, einige ruhige und einige bewegte Stellen zugleich enthält, die oft mit einander auf tausenderlei Arten untermengt, aber immer sehr deutlich und bestimmt sind. Diese Thatsache scheint anzuzeigen, daß von verschiedenen Säulen des Luftkreises, wenn sie gleich einander sehr nahe sind, einige in Bewegung, andere in Ruhe seyn können. Ein solches Aussehen der Wasserfläche gilt den Fischern für eine Anzeige von Regen.

Die andere Erscheinung, von der Hr. Vau-cher redet, besteht in gewissen *schallenden*, *entfernt scheinenden*, Explosionen oder Stößen, die einem Kanonenschusse gleichen, und die man zuweilen an schönen Sommerabenden vernimmt. Diese Erscheinung kommt zwar nur selten vor, wird aber von mehreren Uferbewohnern des Genfersees bekräftigt. Sie findet auch nach Escher's Versicherung am Zürchersee, und nach Patrin's Behauptung im Baikalsee Statt. Herr Escher versichert, daß er alle Mahl, wenn er einen solchen Stoß gehört, nach $\frac{1}{2}$ oder $\frac{3}{4}$ Minuten aus dem Zürchersee eine Luftblase, ungefähr 1 Fuß im Durchmesser, habe aufsteigen sehen.

B e m e r k u n g e n

über die hier beschriebenen Erscheinungen an der Oberfläche der Seen, und über die Erklärungen derselben; .

von

WILL. NICHOLSON in London.

Keine der bisher angegebenen Ursachen scheint mir die Wirkung genügend zu erklären, welche auf dem Genfersee unter dem Namen *Seiches* bekannt ist. Plötzliche und heftige Windstöße möchten schwerlich auf diese Weise so partiell wirken können; daß nicht die gleichzeitige Existenz solcher *Squalls* die Aufmerksamkeit des gemeinen Volks sowohl als der genauern Beobachter, welche auf diese Veränderungen gemerkt haben, hätte auf sich ziehen sollen. Es hat nicht weniger Schwierigkeit, in dem Arvestrom unbeachtete Veränderungen anzunehmen, welche hinreichten, diese sehr merkliche Erhebungen an der Oberfläche des Sees hervor zu bringen. Herrn Bertrand's elektrische Hypothese verweist zu einer Klasse von Erscheinungen, von der wir zu wenig wissen, als daß wir sie anders, als nach Art einer sehr lockern Conjectur, zulassen könnten; über dies bemerken wir, daß die Wirksamkeit elektrischer Wolken viel allgemeiner gegen Berge, als auf Thäler, in welchen die Seen nothwendig liegen, gerichtet ist. So sinnreich die neueste Erklärung auch ist, welche von Herrn Vaucher herrührt,

so erfordert doch auch sie, daß wir in der Atmosphäre Luftsäulen annehmen, die in ihrem Gewichte bedeutend verschieden, und doch nahe bei einander sind. Selbst wenn wir die Möglichkeit davon einräumen wollten, so bleiben doch noch große Zweifel an der Wahrscheinlichkeit. Die Aufgabe scheint mir eine leichtere Auflösung aus andern Erklärungsgründen zuzulassen, indess die Erklärung des Herrn Vaucher, wie ich glaube, von Annahmen ausgeht, welche mit den bekannten Gesetzen der Statik nicht bestehen.

Dieser scharfsichtige Beobachter setzt als Bedingungen seiner allgemeinen Theorie voraus, der See bestehe aus zwei verschiedenen Antheilen Wasser, von denen der eine viel ausgedehnter als der andere sey, und mit ihm durch einen engen Antheil in Verbindung stehe; und er meint, wenn der Druck der Atmosphäre auf den ausgedehntern Antheil grösser als auf den kleinern sey, müsse ersterer herab gedrückt und der letztere angehoben werden, und der Unterschied in der Höhe beider Oberflächen, der durch das Uebergehen irgend einer gegebenen Menge von Wasser bewirkt werde, sey um so grösser, je kleiner die Oberfläche ist.

Dieses ist sehr richtig. Aber es kann auf keinen Fall sich ereignen, daß der Unterschied der Höhen der einen und der andern Wassermasse mehr beträgt, als die Veränderung, welche in dem Stande eines Wasser-Barometers durch eine solche Verschiedenheit des Drucks hervor gebracht werden würde, nämlich ungefähr 14 Linien für je

1 Linie Veränderung im Stande des Quecksilber-Barometers. Gesetzt also auch, während der kurzen Zeit einer Seiche steige das gewöhnliche Barometer um $\frac{1}{2}$ Zoll und sinke wieder eben so viel, (welches, wie ich glaube, noch nie geschehen ist) so würde doch die Seiche nicht über 7 Zoll steigen können. Der ganze Spielraum des Barometers entspricht keiner größern Anhebung des Wassers als von $3\frac{1}{2}$ Fufs, indess die Seiche das Wasser manchemahl um 5 Fufs ansteigen machen *).

Ich wage die Vermuthung, dafs diese Erscheinung einer von den vielen oscillatorischen Vor-

*) Herr Nicholson berücksichtigt bei dieser Einwendung den Umstand nicht, welchen Herr Vaucher bei seiner Erklärung ausdrücklich in der Absicht, um diese Schwierigkeit zu heben, bemerkt zu haben scheint; dafs nämlich, wenn die Wassermasse durch zunehmenden Druck auf den weiten Schenkel der heberförmigen Röhre in Bewegung gesetzt wird, sie in dem engern Schenkel im ersten Augenblicke weit höher steigen wird, als sie im weitem Schenkel sinkt. In wie fern sich aber dieses auf einen See übertragen lasse, der aus einem weitem und einem engern Theile besteht, und in wie weit die Dauer eines solchen Ansteigens der Seiche entspricht, das hätte allerdings einer genauern Untersuchung verdient. Wird plötzlich der Druck auf den weitem Theil des Sees vermehrt, so kommt die ganze Wassermasse dadurch in eine Bewegung herabwärts, und ehe diese nicht durch das Zurückwirken des in dem engern Theile angehobenen Wassers ganz aufgehoben, und in eine entgegengesetzte Bewegung versetzt worden ist, wird das Wasser im engern Theile nicht die grösste Höhe erreicht haben, und von ihr nicht zurück sinken. Wäre die Geschwindigkeit des Wassers den Querschnitten der beiden Schenkel der Röhre verkehrt proportional, und diese verhielten sich wie 14 zu 1, so würde das Wasser in dem engern Schenkel beinahe bis zu der vierzehnfachen Höhe ansteigen, um die es in dem weitem Schenkel sinkt, also beinahe um

gängen ist, welche eintreten, so oft zwei variable Naturkräfte im Erzeugen oder Modificiren eines Erfolgs einander entgegen wirken. Die mehresten kleinen Seen werden durch Erweiterungen eines Flusses, der den See an einem Ende füllt, am andern leert, gebildet. In diesem Falle muß des Wassers in dem See immer mehr seyn, als hinreicht, ihn bis zu dem Niveau des niedrigsten Punktes der Wasserfläche, bei dem Ausflusse, zu füllen. Um wie viel mehr, das hängt von den Flüssen ab, welche ein- und welche ausfiessen. Nimmt die Menge des

14. 14 Linien oder um 16 Zoll, für 1 Linie Quecksilberhöhe, um die der Druck auf dem weitem Schenkel zunähme. Ob wirklich die ganze Oberfläche des engern Theils des Sees bei einer *Seiche* ansteigt, und an welchen Stellen am höchsten, oder ob die Anhebungen lokaler sind, das erhellet aus dem nicht, was in dem vorstehenden Aufsatze aus den Beobachtungen des Herrn *Vaucher* mitgetheilt wird; und doch scheint das ein Umstand zu seyn, auf den es bei der Beurtheilung der Hypothesen, welche man zur Erklärung erdacht hat, vorzüglich anzukommen scheint. Ist es richtig, daß die *Seiches* (wie *Saussure* in der in der Anmerkung auf S. 344 f. mitgetheilten Stelle ausdrücklich und wiederholt versichert) in einer schwankenden Bewegung, die mit abwechselndem Steigen und Sinken des Wassers eine Zeit lang fortdauernd besteht, so wird dadurch die *Vaucher'sche* Erklärung noch um vieles wahrscheinlicher. Denn wenn das Wasser aus der engen Röhre in die weitere zurück tritt, wird es über den Zustand des Gleichgewichts hinaus gehen, und dadurch wiederholte Schwankungen hervor bringen. — Was die Erklärung *Nicholson's* betrifft, so scheint sie mir vollständig durch die Beobachtungen widerlegt zu werden, welche *Saussure* über den Einfluß des Standes der Arve auf den Stand des Sees und auf die *Seiches* anführt, und durch das, was oben, unter 10., vom Einflusse des Scheinens der Sonne auf die *Seiches* gesagt ist. *Gilbert.*

einströmenden Wassers zu, so steigt das Niveau höher; dasselbe bewirkt jede Zunahme der Hindernisse im Abfließen. Wird umgekehrt der Zufluss vermindert, oder das Abfließen erleichtert, so muß das Niveau der Wasserfläche in dem See sinken. Diese Wirkungen müssen am auffallendsten an dem Ende des Sees wahrgenommen werden, wo die wirkende Ursache unmittelbar thätig ist. Ist eine Veränderung eingetreten, zum Beispiel das Sinken des Niveau, so wird sie auf eine kurze Zeit lang fortdauern, wenn schon die Ursache zu wirken aufgehört hat, und daher muß auf das Sinken ein Steigen folgen, und das selbst, wenn die wirkenden Ursachen unverändert fortdauern. Veränderungen dieser Art im Kleinen kann man bei Mühlen-Teichen und selbst in den ebenen Stellen von Bächen, an Oertern wahrnehmen, wo das sandige Ufer allmählich ansteigt, und Veränderungen im Niveau merklicher macht. Im Fröhlinge und im Herbst, wenn die Witterung am veränderlichsten ist, sind die Veränderungen in der Wassermenge und folglich im Stande des Flusses oberhalb und unterhalb des Sees am häufigsten, und daher müssen zu dieser Zeit die Seiches häufiger und beträchtlicher seyn; auch müssen sie an den Enden eines langen Sees am wahrnehmbarsten seyn. Die andern Umstände werden durch Ursachen modificirt, die sich mehrentheils nur durch Beobachtungen an Ort und Stelle auffinden lassen.

Die deutlich verschiedenen rauhen und glatten Stellen der Oberfläche des Genfersees, welche man dort *Fontaines* nennt, zeigen sich auch auf eine sehr auffallende Weise auf dem Meere, so oft nach gänzlicher Windstille ein Wind (*breeze*) sich erhebt. Diese merkwürdige Erscheinung liesse sich vielleicht erklären, wenn man annähme, daß die anfangenden Bewegungen der Luft mit Wirbeln (*eddies*) verbunden wären, die auf einige Stellen der Oberfläche stärker als auf andere einwirkten. Dieses scheint indess mit einer gewissen Stetigkeit, mit welcher die rauhen und die glatten Stellen der Oberfläche eine Zeit lang gesondert bleiben, nicht vereinbar zu seyn. Eine Vermuthung, auf welche ich kam, oder die vielleicht von jemand anders geäußert wurde, als ich mich vor vielen Jahren auf dem Meere befand, genügt mir zwar auch nicht, doch verdient sie hier angeführt zu werden. Es ist bekannt, daß der Wind auf Wasser, das mit irgend einer öhligen Lage bedeckt ist, nur wenig Macht hat, und aus den Versuchen Franklin's und einiger andern haben wir gelernt, daß ein einzelner Oehltropfen sich schnell über eine beträchtliche Wasserfläche verbreitet, und indem er alle elementarische Wellen zur Ruhe bringt, die Wasserfläche außerordentlich eben macht. Es scheint mir nicht unwahrscheinlich, daß während einer Windstille ein öhliger Rückstand aus faulenden thierischen Theilen zur Oberfläche sich erheben und über sie theilweise unregelmäßig ver-

... kann, und daß solche Stellen eine bedeutende Zeit lang eben und glatt bleiben können, wenn ein sich sanft erhebender Wind die übrigen Stellen in Wellen gerunzelt hat. Ich glaube mich zu erinnern, daß eine solche Erscheinung nicht über $\frac{1}{4}$ Stunde gedauert haben kann; doch ist sie sehr gewöhnlich, und ich habe sie häufig gesehen. Sollte nicht eine ähnliche Ursache diese Erscheinung in dem Genfersee bewirken?

Das *Getöse*, das wie entfernte Kanonenschüsse klingt, scheint allerdings auf einer Entwicklung von Gas aus dem Boden des Sees, das an der Oberfläche als eine Blase zerplatzt, zu beruhen. Folgende nicht allgemein bekannte Wirkung ist sehr geeignet, zu veranschaulichen, wie mächtige Bewegungen eine kleine Menge aufsteigender Luft im Wasser hervor zu bringen vermag. Wenn ein Schwimmer so viel Luft, als die Lunge zu fassen vermag, eingeathmet hat, und dann 15, 20 oder mehr Fuß tief untertaucht, und in dieser Tiefe die Luft langsam aus dem Munde bläset, so hört er selbst ein brüllendes Getöse, und die Zuschauer sehen nicht ohne Verwunderung das Wasser in einer runden oder konischen Masse ungefähr einen Yard hoch ansteigen, um welche das Wasser auf einer Fläche von 7 bis 8 Quadratfuß umher fließt. Ich zweifle nicht, daß das Getöse dieser aufsteigenden Wassersäule und des Platzens der Luftblasen an einem stillen Sommerabend oder in der Nacht, wenn kein anderes Getöse es übertönt, bedeutend weit zu hören sey.

V.

Einige Thatfachen und Bemerkungen über Winde, Wellen und andere Erscheinungen an der Oberfläche des Meers;

von

JAMES HORSBURGH, Esq.

(Vergl. diese *Annalen*, 1809, St. 8, oder N. F. B. 2, S. 452.)

Der Aufsatz des Herrn Vaucher über die sogenannten *Seiches* im Genfersee, und das, was Sie darüber sagen, hat mich veranlaßt, die folgenden Bemerkungen über Ereignisse an der Oberfläche des Meeres aufzuschreiben, welche vorzüglich für das indische und das chinesische Meer, auf denen ich sie gemacht habe, gelten.

Wenn der Wind (*a steady breeze of wind*) bei heiterm Himmel oder indem kleine Wolken hoch in der Atmosphäre stehen, eine Zeit lang gleichförmig und mit Beständigkeit geweht hat, so sind die Wellen gewöhnlich regelmäfsig, glatt und gleich (*smooth*) und bewegen sich in der Richtung des Windes fort, besonders da, wo keine Strömung im Meere Statt findet. Bildet sich zu einer solchen Zeit eine dichte Wolke, und steht sie niedrig in der Atmosphäre wenn sie über den Beobachter fortzieht, so nimmt der regelmäfsige Wind an Stärke ab, und die Wellen scheinen durch die

Wolke, während sie über sie wegzieht, in eine unordentliche Bewegung zu gerathen, indem ihre Spitzen höher und unruhig (*turbulent*) sind; kaum ist indess die dichte Wolke über das Zenith des Beobachters fort, so nimmt der Wind wieder seine vorige Stärke an, und die Wellen laufen so glatt und gleich, als zuvor, dahin.

Entstehen mehrere dichte Wolken der Art, und kommen eine nach der andern mit dem herrschenden Winde an, so gerathen die Wellen in Unruhe und in Unordnung (*become turbulent and irregular*), besonders wenn diese Wolken der Oberfläche der See nahe sind, und von Regenschauern begleitet werden. Man sieht dieses häufig in den Meeren Ostindiens, und mehr als ein Mal brachte mich das auf den Gedanken, diese niedrigen und dichten Wolken hätten irgend eine Verwandtschaft zu der Oberfläche der See.

Die Wirkungen dieser dichten Wolken, während ihres Durchgehens durch das Zenith, sind denen entgegen gesetzt, welche man in der Regel bei einem Bö (*a regular squall*) wahrnimmt. Diese kündigt sich gewöhnlich durch eine kleine gewölbte (*arched*) Wolke an, welche entweder vom Horizonte aufsteigt, oder sich in geringer Höhe über dem Horizonte bildet, und allmählich bis nahe an das Zenith herauf kommt. Wenn das voran stehende Gewölk des Wolkengewölbes (*of the arch*) dem Zenith sich nähert, fängt der Windstoss in seiner Heftigkeit an (*the strength of the*

squall commences), und dauert darin fort, während das Gewölk durch das Zenith hindurch geht; gerade das Gegentheil von dem, was dichte Wolken, die hoch über dem Horizonte entstanden sind, bewirken.

Strömungen oder *Ripplings* *) an der Oberfläche des Meers scheinen eine Verwandtschaft mit dem Winde zu haben. Da, wo Ebbe und Fluth sehr stark sind, z. B. in den Mündungen von grofsen Strömen und anderwärts, bemerkt man öfters, dafs die Stärke des Windes sich mit ihr verändert, indem, wenn der Wind gegen den Strom und also nahe in der Richtung der Fluth bläset, er zur Fluthzeit stark, zur Zeit der Ebbe mässig ist.

In geringen Breiten nimmt man häufig die folgende Eigenheit in plötzlicher Veränderung der Stärke des Windes wahr. In tiefem Wasser, wo eine *Untiefe* von bedeutender Ausdehnung (eine Sandbank oder eine Korallenbank) in der Nähe ist, findet sich oft bei nicht stürmischem Wetter, wenn ein regelmässiger Wind herrscht, dafs auf diesen Banken oder Untiefen der Wind viel schwächer ist, als in dem tiefen Wasser, ganz besonders zur Zeit, wenn auf ihnen Ebbe oder Fluth oder Strömungen ein Wirbeln (eine *Neer*) und *Ripplings* bewir-

*) *Currents or ripplings*. Ich behalte das letzte Wort, unübersetzt bei, weil ich selbst in Hrn. Röding's Wörterbuch der Marine keinen deutschen Ausdruck dafür finde, sondern statt dessen „*Rippling*, das Geräusch eines Stroms an der Küste“; was indess Horsburgh darunter nicht versteht.

ken *). Ich habe oft wahrgenommen, daß, wenn ich über den Rand einer solchen Bank wegkam, der regelmässige Wind augenblicklich in Stärke nachliefs, die vorige Kraft aber wieder annahm, wenn wir von der Bank herunter in das Wasser kamen. Dieses habe ich wiederholt bemerkt, und gefunden, daß ein Schiff im seichten Wasser auf einer solchen Bank schwer zu regieren ist, indess man eine kleine Strecke davon in tiefem Wasser einige der leichtern Segel einziehen mußte; so sehr übertraf hier der regelmässige Wind an Stärke den Wind auf den Untiefen.

In verschiedenen Theilen des indischen Meeres, besonders östlich von den Nicobarischen Inseln, zwischen der Spitze von Achen und Junkceylon, herrschen während des Süd-West-Monsuns sehr starke *Ripplings*. Wenn diese *Ripplings* sehr hoch und zahlreich sind, so bemerkt man selten irgend eine Strömung; welches sonderbar scheint, da man sie, so viel ich weiß, allgemein für Wirkungen von Strömungen hält. Diese *Ripplings* zeigen sich als lange schmale Runzeln oder

*) *If eddies or ripplings, occasioned by tide or currents prevail on the banks at the time.* Herr Röding übersetzt *Eddy* durch eine *Neer*, und giebt folgende Erklärung: „So heisst eine gegen den Strom wirbelnde Stelle des Meeres, oder das durch ein Hinderniß zurück gestossene Wasser eines Stroms, das dadurch eine dem Strom entgegen gesetzte Richtung annimmt. Es kann solches durch eine im Wege liegende Sandbank oder hervorragende Spitze geschehen. Eine *Neer* hat allezeit eine wirbelnde Bewegung; und zeigt sich in einem untiefen Wasser weit stärker als in einem tiefen.“

erhabene Furchen (*ridges*), mit glatten Stellen von bedeutender Ausdehnung zwischen sich; sie können den, der sie nicht kennt, des Nachts in Schrecken setzen durch das Geräusch des sich brechenden Wassers. Das Anschlagen (*the collision*) des Wassers in diesen Runzeln bewirkt so hohe Brandungen, daß es zu Zeiten gefährlich seyn würde, sich mit einem Boote zwischen ihnen hinein zu wagen, wenn gleich das Wetter heiter und schön ist. Sie bewegen sich mit einer beträchtlichen Geschwindigkeit. Wenn sie unter einem Schiffe weggehen (*when the pass a ship*), so werden sie von einer Abnahme in der Stärke des Windes begleitet, und das Schiff kommt in eine zitternde Bewegung durch das starke Anschlagen des sich brechenden Wassers, und oft spritzt der Schaum bis auf das Verdeck. Selten dauert es länger als einige Minuten, daß die Runzeln unter dem Schiffe weggehen. Der Wind nimmt, wenn dieses geschehen ist, seine vorige Stärke wieder an, und bläset dann in ihr regelmäße fort, bis eine andere Runzel (*ridge*) das Schiff bestürmt. Wahrscheinlich entstehen sie, indem der Süd-West-Monfun aus dem Ocean um das Vorgebirge von Achen in den Eingang der Straße von Malacca hinein bläset; doch ist es sonderbar, daß man keine Strömung mit diesen hohen *Ripplings* wahrnimmt.

Sowohl in dem offenen Ocean als in eingeengten Meeren wird die Oberfläche der See häufig

von *Strömungen* aufgeregt und in heftige Bewegung gesetzt. Wenn der Wind und die *Strömung* einerlei Richtung haben, so ist die See in der Regel überall ziemlich eben und glatt; läuft dagegen die *Strömung* dem Winde entgegen, so ist die Oberfläche des Wassers in Unruhe, und es entstehen turbulente Wellen. Dieses ist allgemein unter den Seefahrern angenommen worden, und trifft auch häufig, jedoch nicht immer, zu; denn manchmal entstehen turbulente Wellen durch eine starke *Strömung*, auch wenn sie mit dem Winde eine gleiche Richtung hat.

Es ist sonderbar, daß die *Strömungen* in einigen Theilen des Oceans, die weit entfernt von allem Lande liegen, sehr veränderlich sind; besonders in der Nähe des Aequators. Ich habe in niedrigen Breiten mehrmahls die Erfahrung gemacht, daß die *Strömung* über 60 englische Meilen in 24 Stunden nach Osten oder nach Westen durchlief; dann aber plötzlich sich veränderte, und während der folgenden 24 Stunden mit derselben Geschwindigkeit nach der entgegen gesetzten Richtung strömte.

Ebbe und Fluth scheinen an den mehresten Orten der Erde in hohen Breiten viel tiefer zu fallen und höher zu steigen, als zwischen den Wendekreisen, ob gleich hier die *Strömungen* mehr zu herrschen scheinen, als in jenen Breiten. In dem nördlichen Theile des atlantischen Meeres sind sie selten stark; oft sind sie aber nahe bei dem Ae-

quator, zwischen der Küste von Guinea und Amerika, sehr heftig. Südlich von den maldivischen Inseln, nahe beim Aequator, und östlich von den Philippinen sind sie häufig sehr stark und veränderlich. In 40' südlicher Breite, unweit des Vorgebirges der guten Hoffnung, fängt plötzlich eine heftige Strömung an, die eine bergige See veranlaßt wenn der Wind etwas weht, einen Tag lang mit Heftigkeit fortströmt, dann plötzlich aufhört, und in eine andere Richtung mit mäßiger Geschwindigkeit umsetzt; zugleich geht dann die See minder hoch.

Die bewegten *rauen* und die *glatten Stellen*, welche man auf den Seen zugleich wahrnimmt, sieht man sehr häufig auf dem Meere bei schwülem Wetter, und wenn es beinahe Windstille ist. Die schwachen Lüftchen (*faint airs*) setzen dann die Oberfläche des Meeres selten in eine regelmässige Bewegung, sondern die rauhen und glatten Stellen erscheinen als Adern und Flecken, die sich in vielerlei Richtungen durchschneiden. Diese Erscheinungen dauern Tage lang mit einander fort, wenn man zwischen den Wendekreisen schwache Luft oder Windstille hat. Die schwachen Lüfte sind überhaupt unregelmässig, zu mancher Zeit blasen sie als ein mäßiger Wind (*sometimes gentle*), zu andern Zeiten so äusserst schwach, daß fast Windstille eintritt. Die Meeresfläche erscheint zu diesen Zeiten stets um das Schiff herum, bis in einem bedeutenden Abstände, viel glatter und ebener als

in größerer Ferne, nach dem Horizonte zuwärts; welches oft verführt, zu glauben, ein Wind sey im Herannahen; man wartet aber immer umsonst auf ihn.

Ich habe häufig bemerkt, daß, wenn in geringen Breiten Windstille oder schwache Luft 2 bis 3 Tage oder länger angehalten haben, die Oberfläche des Meeres ein öblartiges Ansehen annahm, und daß auf ihr kleine Medusen in sehr großer Menge schwammen. Sie scheinen über die glatten und über die rauhen Stellen gleichmäßig ausgebreitet, und nicht auf die glatten beschränkt zu seyn. Häufig habe ich zur Zeit von Windstillen, mehrere Grade vom Lande entfernt, kleine Insecten, theils mit, theils ohne Flügel, auf der Oberfläche des Meers umher gaukeln gesehen.

Die glatten Adern auf der Oberfläche des Meeres sind auch Begleiter von Regen, besonders zu Anfang der Regenschauer, wenn kleine Winde herrschen; manchemal scheinen sie Regen anzukündigen.

Glatte und ebene Adern sind im Meere besonders häufig westlich von den Lakedivischen Inseln, zwischen ihnen und der Insel Sokotora, in den Monaten März und April, und die Erscheinung ist am vollkommensten während eines frischen Windes (*brisk winds*).

Der Wind ist in diesen Monaten nördlich, und in einer Entfernung von wenigen Graden von der Küste von Canara und der Küste Concan, blä-

set er dann mäßig stark oder heftig, und zwar mehrentheils aus NNW. bis N. gen O., nicht gleichförmig, ob gleich der Himmel mehrentheils hell ist, sondern in Stößen mit kleinen Zwischenräumen, besonders zur Nachtzeit, während welcher er stärker als am Tage ist. Es ist sehr gewöhnlich, bei diesen Winden glatte Adern (*smooth veins*) auf der Meeresfläche zu sehen, die in parallelen Linien neben einander in der Richtung des Windes hinlaufen. Selbst in mondlosen Nächten sind sie oft durch ihre von den andern Stellen so ganz verschiedene Farbe zu erkennen, indem die von dem frischen Winde aufgeregten und gekräuselten Stellen schwarz aussehen, und dadurch in einem auffallenden Contraste mit den glatten ebenen Adern stehen.

Bei diesem nördlichen Winde zeigt sich häufig noch ein anderes sonderbares Phänomen. Nach Bombai oder Surate bestimmte Schiffe finden im März und April oft ihre Segel, ihre Masten und ihr Tauwerk mit einem weissen Staube bedeckt, ob gleich sie mehrere Grade weit von der Küste von Canara oder Concan entfernt sind. Da der Nord- und Nordwest-Wind, von der persischen Küste her, wenigstens 10 oder 12 Grad weit über das Meer fortbläset, so ist es schwer zu begreifen, was diesen Staub hervor bringen kann, wird er anders nicht in der Atmosphäre erzeugt, welche in diesen Monaten manchemahl mit einem trockenen Nebel geschwängert ist.

Noch muß ich bemerken, daß die Adern oder Lagen von Meergras in der Mitte des atlantischen Meeres ebenfalls, nach Art der hier erwähnten glatten Wasseradern, in der Richtung des Windes liegen. Die südliche Grenze dieser Meerespflanzen ist ungefähr in 22° oder $22\frac{1}{2}^{\circ}$ nördliche Breite, oder unter dem Wendekreise des Krebses; die nördliche Grenze scheint 42° nördliche Breite zu seyn. Es zeigt sich immer in tangen Adern oder Lagen, die einander parallel sind, und in der Richtung des Windes liegen. Verändert sich der Wind, so kommen die Tang-Adern in Unordnung; es dauert indess nicht lange Zeit, so haben sie wieder die Richtung des Windes. Die See mag ruhig seyn oder hoch gehen, immer bestimmt der Wind die Richtung dieser Meergras-Adern, und es scheinen nicht mehr als 12 bis 20 Stunden darauf hin zu gehen, daß sie ihre Richtung verändern.

VI.

P R O G R A M M

der batavischen Gesellschaft der Naturkunde zu Rotterdam, auf das Jahr 1809.

In der Sitzung am 26. August 1809 der batavischen Gesellschaft der Experimental-Philosophie (*Proefondervindelijke Wijsbegeerte*) zu Rotterdam, stattete der Director und erste Secretair der Gesellschaft, Eickma, Med. Doct., statt des Präsidenten Huichelbos van Linder, den Bericht über die Verhandlungen des verflossenen Jahres ab, und es wurden folgende Beschlüsse gefaßt.

I. Auf die in dem Jahre 1807 aufgegebenen Preisfrage Nr. 72. über den *Stofsheber* (*Annalen*, Neue Folge, St. 1, S. 219) war eine Abhandlung eingekommen, die das Motto hat: *die verschiedenen wirkenden Kräfte des Wassers sind und werden noch Regierer zu mancherlei Maschinen*. Ob schon sie von Einsichten in die Mechanik zeugt, so geht sie doch von einem Principe aus, das gegen alle Erfahrung streitet, daß nämlich der Effect grösser sey als die Ursache desselben; wodurch die vorgeschlagene Maschine in die Klasse der scheinbaren *Perpetuum mobile* verfallen, und die übrige Untersuchung ausser unserer Beurtheilung gesetzt werden würde.

Auch auf die chemisch-meteorologische Preisfrage vom Jahre 1808, Nr. 70, war eine Antwort eingekommen, mit dem Motto: *Wie kun de wolken door zijn vernuft daarstellen etc.* Ob schon fließend und in einem ziemlich guten Styl geschrieben, veräth sie doch wenig-gründliche Kenntnisse in der Chemie, und ist viel zu oberflächlich und ohne gehörige Hinsicht auf den eigentlichen Inhalt der Frage, und ohne die nöthigen Versuche und Beweise

zusammen gestellt; sie kann daher nicht in Betracht kommen.

Die Gesellschaft wiederholt beide Preisfragen, und sieht ihrer Beantwortung bis zum 1. März 1811 entgegen. Es waren folgende:

Frage 72. Zwar scheint die Einrichtung, welche man bisher dem Stofsheber (*belier hydraulique*), *Water Ram*, *Bots-Hebel*, (m. f. Eitelwein's Bemerkungen üb. die Wirk. und vorth. Anwend. des Stofshebers, Berlin 1805, und Gilbert's Annalen der Phys. 1805, St. 1.) gegeben hat, nicht dazu anwendbar zu seyn, Binnenwasser fort zu schaffen; doch ist es nicht unwahrscheinlich, daß er sich bei einer andern Einrichtung dazu würde benutzen lassen. Man fragt daher: *Sollte die Kraft, auf welcher die Wirkungen des Stofshebers beruhen (nämlich der Stofs oder Schlag des durch einiges Gefäll oder auf andere Art in Bewegung gesetzten Wassers), nicht auch gebraucht werden können, um das überflüssige Binnenwasser fort zu schaffen? Auf welche Art wäre er zu diesem Zwecke einzurichten, so daß jene Kraft dazu mit dem mehresten Vorth. und den wenigsten Kosten, selbst im Vergleiche gegen Dampfmaschinen und Wasserräder, sich anwenden liesse?*

Frage 73. Man nimmt nicht selten, besonders in bergigen Gegenden, wahr, daß an Plätzen, wo der Dnnstkreis ganz hell ist, und der Feuchtigkeitsmesser keine Spur von Feuchtigkeit anzeigt, sich plötzlich Wolken bilden, die regnen, wobei das Barometer fällt, als wäre der expandirende Wärmestoff vermindert, und wobei gleichfalls Elektrizität frei wird. Zu anderer Zeit lösen sich in ganzen Streifen die Wolken sehr schnell auf, wodurch die Luft heller und trocken wird, und das Barometer wie durch Vermehrung des expandirenden Wärmestoffes steigt. Die Gesellschaft verlangt, daß man, ohne sich über die Art, wie das Wasser in der Luft vorhanden ist, in Streitigkeiten einzu-

lassen, Folgendes nachzuweisen: *Woher kommt im ersten Falle der zur Bildung des Wasserdunstes und des Regens nöthige Wasserstoff, und wo bleibt der in grosser Menge frei werdende Stickstoff?* Denn bekanntlich findet man diesen immer in gleichem Verhältnisse zum Sauerstoffe im Dunstkreise, und es müßte, wie auch die Auflösung des Wassers in dem Dunstkreise geschehen möge, doch immer der Wasserstoff durch ein oder das andere chemische Verfahren aufzufinden seyn, indess sich von ihm keine wahrnehmbare Menge darin entdecken läßt.

Was wird im zweiten Falle, den man für eine wahre Verwandlung der Wolken in helle, trockene Luft halten sollte, aus dem Wasserstoffe, und woher kommt der Stickstoff, der in dieser neu gebildeten Luft vorhanden ist? — Sollte man die Erklärung dieses Phänomens in einer Vereinigung der noch unbekannten Elemente des Stickgas und des Wasserstoffgas suchen dürfen? und welche Beweise oder Wahrnehmungen machen dieses wahrscheinlich oder gewiss? Die Gesellschaft verspricht demjenigen, der die Art, wie dieses geschieht, durch Versuche und mit hinlänglicher Sicherheit darthut, die doppelte goldene Preismedaille; und demjenigen die einfache, der aus Versuchen und Wahrnehmungen die Art darthut, wie dieses wahrscheinlich in der Natur geschieht.

II. Die von dem Professor der Mathematik und Astronomie zu Utrecht, Hrn. van Beek Calkoen, eingegangene Abhandlung über die verschiedenen Theorien über die Berechnung des Inhalts der Fässer, und den Einfluss, welchen die Gestalt der Dauben auf den Inhalt hat, wurde für werth erkannt, unter den Schriften der Gesellschaft abgedruckt zu werden.

IV. Da noch viele bedeutende Fragen, welche die Gesellschaft zu Preisschriften aufgegeben hat, unbeantwortet sind, so beschloß sie, in diesem Jahre keine neue Preisfrage aufzugeben, sondern nur an die noch

bestehenden unbeantworteten zu erinnern. Es sind folgende.

Bis zum 1. März 1840 zu beantworten.

a. Frage 64. *Wurum dauert jetzt das Austrocknen viel länger und ist viel kostbarer als ehemals? Und welches ist der beste Plan, Moräste und Seen schnell, mit den geringsten Kosten und mit dem mehresten Vortheile trocken zu machen?*

b. Frage 67. *In welcher Hinsicht sind wir, im Vergleich mit unsern Nachbarn, noch am mehesten in dem Maschinenwesen oder in der Anwendung der Mechanik, und dem Gebrauche von Geräthschaften im Landbaue, Fabriken, Verkehr u. s. w. zurück? — und wohin haben sich daher wohl die Bemühungen unserer Naturkundiger und Mechaniker zuerst zu richten, um auf das Wirksamste zur Beförderung und Verbesserung dieser Gegenstände mitzuwirken? Die Beantwortung dieser ganzen Frage soll mit der goldenen; eines einzelnen Theils derselbes mit der silbernen Preismedaille belohnt werden.*

c. Frage 68. *Welche Erscheinungen nimmt man hier zu Lande bei dem Entstehen und dem Laufe der Wellen, während den Grundlegung von Mühlen, Schleusen und sonst, längs den Deichen wahr? Welche Mittel hat man versucht, um die Folgen des Wellenschlages weniger nachtheilig zu machen? Was läßt sich aus diesen Erscheinungen über die Ursache der Wellen, und die Sicherung gegen sie folgern?*

Bis zum 1. März 1811 zu beantworten.

Frage 70. *Von welcher Art ist der Stoff, der aus dem menschlichen Körper im gesunden Zustande durch die Ausdünstung abgeschieden wird? Welchen Unregelmäßigkeiten ist diese Abscheidung unterworfen, und welche Folgen kann es haben, wenn sie unterbrochen wird?*

Für eine unbestimmte Zeit.

a. Frage 71. *Da wir durch die unermüdlichen Arbeiten, besonders der französischen Chemiker Four-*

Grey und Vauquelin, und anderer, in der Kennt-
niß der Bestandtheile des Harns, sowohl in dem gesun-
den, als in einigen krankhaften Zuständen, sehr weit
gekommen sind, diese Materie aber doch noch lange
nicht für vollendet gehalten werden kann; so verspricht
die Gesellschaft ihre gewöhnliche goldene Medaille, 30
Dukaten schwer, demjenigen, der eine vollkommene
Zerlegung des Harns in verschiedenen Perioden einer oder
der andern Krankheit, in welcher er noch nicht zersetzt
worden, einreichen wird.

b. Frage 54. Eine so viel als möglich auf die Er-
fahrung gegründete Theorie über die Länge und Richtung
der Einbaue (van Kribben en Hoofden) nicht nur in ra-
sch abströmenden Flüssen, sondern vornehmlich am See-
strande, und an solchen Flüssen, in welchen Ebbe und Fluth
herrscht?

c. Frage 62. Da man in den Massen der verschie-
denen Theile, welche zu dem gewöhnlichen Schöpf-
rade gehören, in Mühlen zur Wassergewältigung von
gleicher Art, wenn sie selbst unter einerlei Umständen
angebracht sind, bedeutende Verschiedenheiten findet,
und doch lieber in allen gleichen Fällen, gleiche Ab-
messungen erheischt werden, um den größten Effect
und den höchsten Grad von Vollkommenheit zu erlan-
gen, so fragt die Gesellschaft: „Kann eine vollständige,
„allgemeine und durch die Praxis bestätigte Theorie über
„das stehende Schöpfrad in Wassermühlen gegeben werden,
„und läßt sie sich so einrichten, daß für jeden besondern
„Fall aus ihr die Masse zu finden sind, bei denen der größ-
„te Effect Statt hat? Welches ist sie? falls die Frage
„bejaht wird; und im Falle verschiedene Absichten oder be-
„sondere praktische Zwecke, einige Modificationen oder Ab-
„weichungen von einer solchen allgemeinen Theorie nöthig
„machen sollten, welches sind diese? und wie kann man
„durch Zusammenstellung derselben die größte Vollstän-
„digkeit erlangen?“

Die Antworten auf diese Fragen sind auf die bekannte Weise, mit versiegelten Billets den Namen des Verfassers enthaltend, an den Director und ersten Secretair der Gesellschaft, Olivier Christiaan Eickma, franco einzusenden. Sie können holländisch, lateinisch, französisch, englisch oder deutsch abgefaßt, müssen aber auf jeden Fall lesbar, mit lateinischen Buchstaben, und nicht von der Hand des Verfassers geschrieben seyn. Die gekrönten Abhandlungen läßt die Gesellschaft unter ihren Schriften drucken, und ehe dieses nicht geschehen ist, darf ihr Verfasser, ohne Genehmigung der Gesellschaft, von ihnen keinen Gebrauch machen.

V. Die Gesellschaft wird am Ende jedes zweiten Jahrs, nach Gutbefinden, demjenigen einen Preis ertheilen, der in diesem Zeitraume, ihrem Urtheile nach, die nützlichste Entdeckung oder Auffindung in dem Gebiete der Naturkunde gemacht, und sie der Gesellschaft, um sie bekannt zu machen, mitgetheilt haben wird. Im Falle der, welcher eine solche *Entdeckung* oder *Auffindung* gemacht und der Gesellschaft mitgetheilt hat, aus Mangel an Geld oder an Zeit außer Stand wäre, die Versuche anzustellen, welche zur Bewährung derselben erforderlich seyn sollten, so wird die Gesellschaft, wenn sie solches für gut findet, selbst das Nöthige dazu veranstalten und die Kosten auf sich nehmen, so weit die Fonds derselben zureichen.

Zum berathschlagenden Mitgliede wurde ernannt: der Professor der Naturkunde und Botanik am Athenaeum zu Amsterdam, G. Vrolyk; zum correspondirenden Mitgliede Richard Chenevix, Mitglied der Londner Societät; und zu Mitgliedern: der Lector der Naturkunde an Teylers Stiftung zu Harlem, A. v. d. Ende, und der Prediger Favrod de Fellens, Mitglied mehrerer Societäten, zu Rotterdam.

Fig. 17.

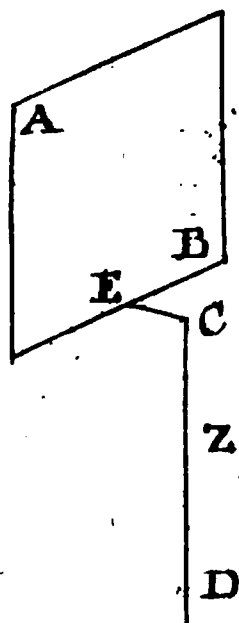
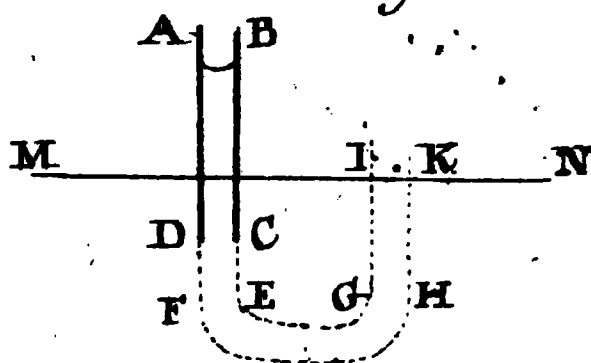


Fig. 16.



Zum 2^{ten} Hauptst.

Fig. 20.

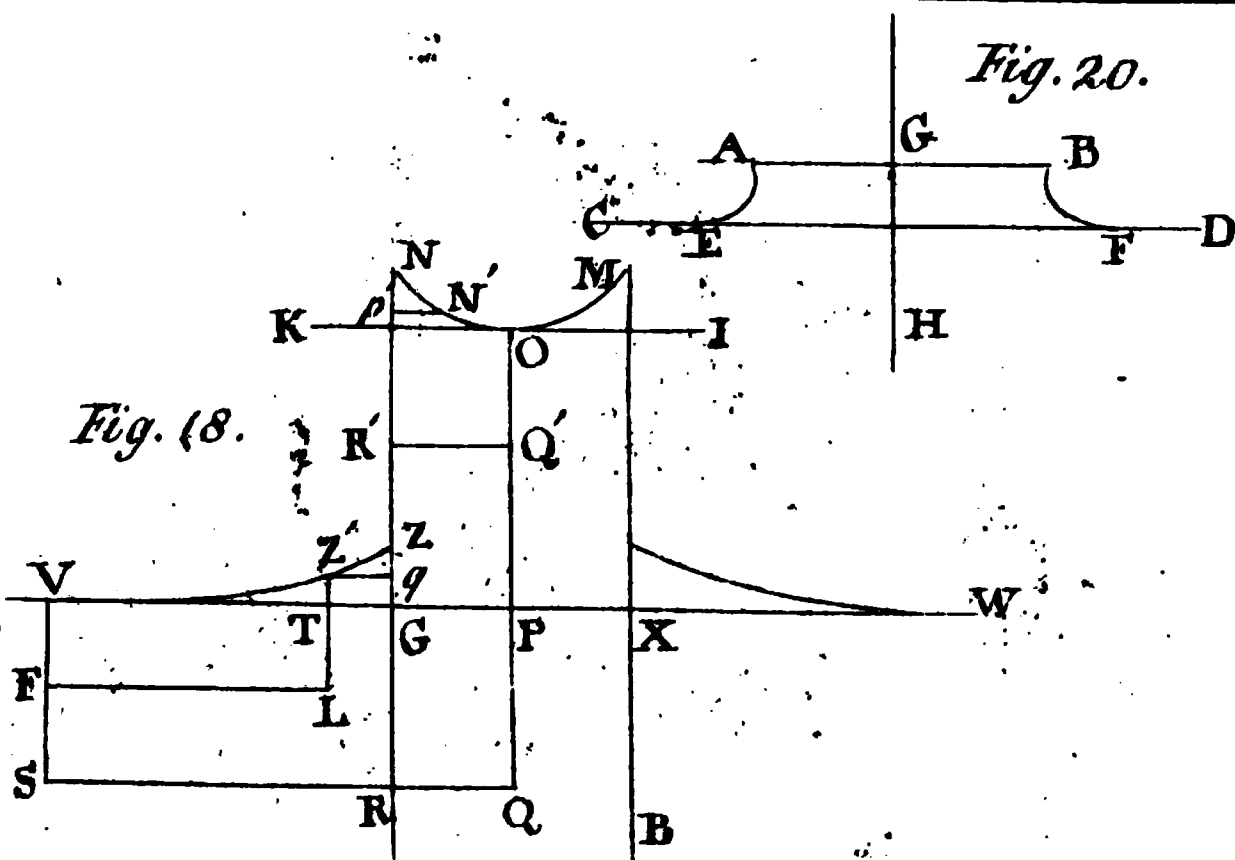


Fig. 18.

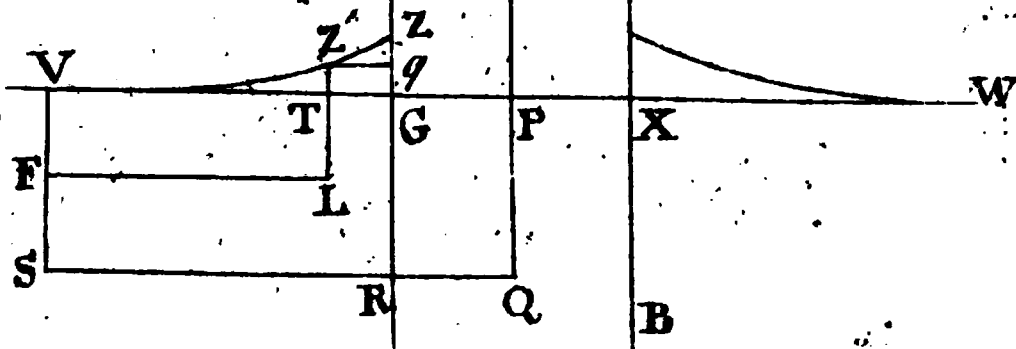
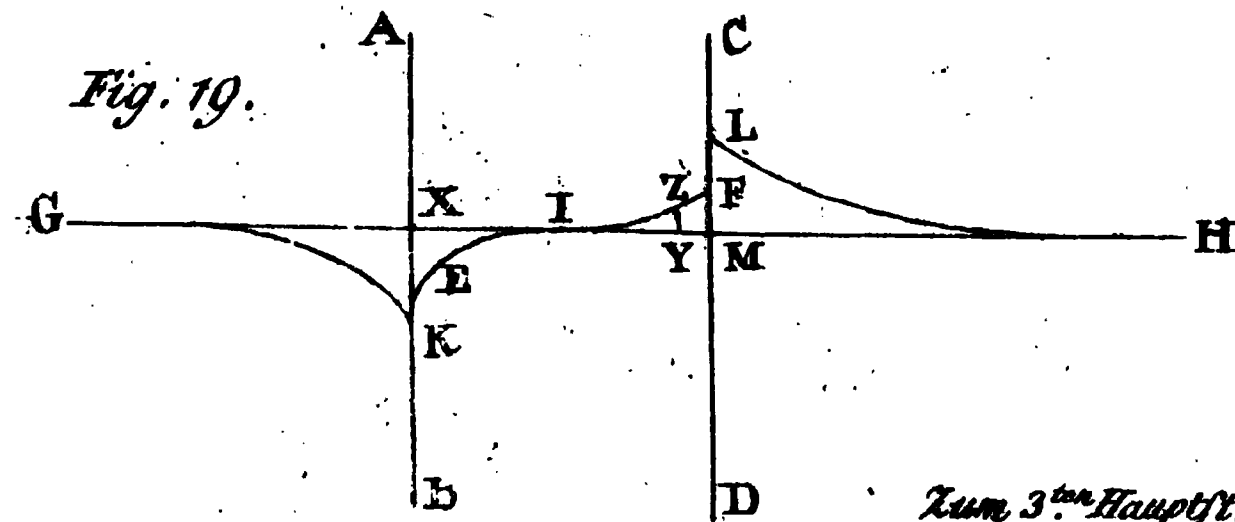
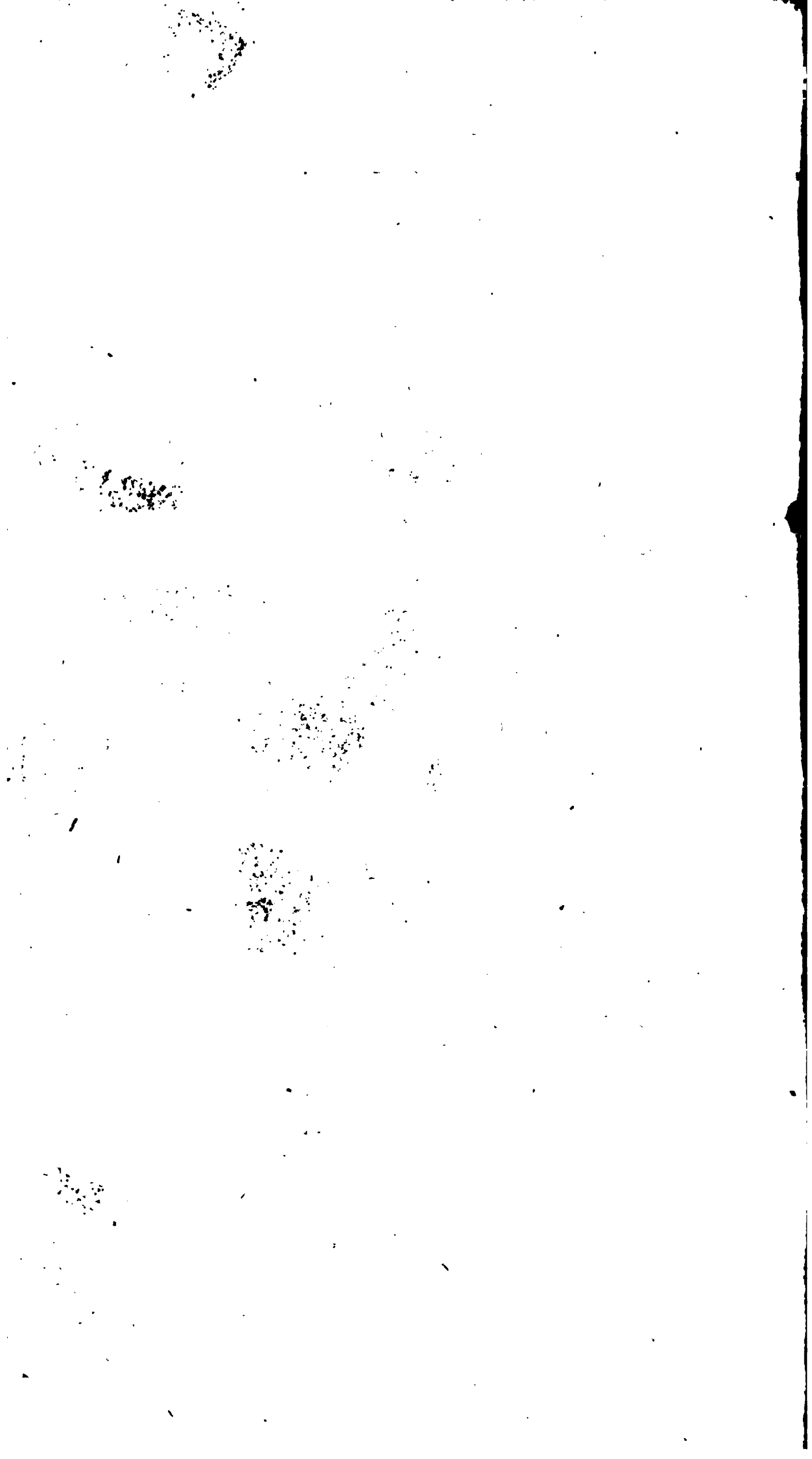


Fig. 19.



Zum 3^{ten} Hauptst.



ANNALEN DER PHYSIK.

JAHRGANG 1809, ZWOLFTE STÜCK.

I.

THEORIE DER KRAFT,
*welche in den Haarröhren und bei ähnlichen
Erscheinungen wirkt;*

von

P. S. L A P L A C E,

Kanzler des Senats,

Groß-Officier der Ehrenlegion und Mitgl. des Nat. Instit.

VIERTER HAUPTTHEIL.

Allgemeine Betrachtungen über die Haarröhren - Kraft und über die Kräfte der chemischen Verwandtschaft.

Uebersetzt von Brandes und Gilbert.

26. **A**us den Untersuchungen, die ich bisher mitgetheilt habe, erhellet, wie groß die Uebereinstimmung ist, welche zwischen den Phänomenen der Haarröhrchen und zwischen den Resultaten aus demjenigen Gesetze der Attraction der kleinsten Körpertheilchen Statt findet, welches an-

nimmt, daß die anziehende Kraft, mit welcher die Theilchen der Körper auf einander wirken, sehr schnell mit der Entfernung abnimmt, und schon bei dem kleinsten für unsere Sinne merkba-
ren Abstände unmerklich wird.

Auf diesem Naturgesetze beruhet ebenfalls die *chemische Verwandtschaft*. Die Wirksamkeit dieser Kraft ist, gleich der Schwere, nicht bloß auf die Oberfläche der Körper eingeschränkt; sie dringt in die Körper ein, indem sie über die Berührung hinaus bis auf äußerst kleine Entfer-
nungen wirkt, welche nicht mehr merkbar sind. Hiervon hängt der Einfluß der Massen auf die che-
mischen Erscheinungen ab, oder die Sättigungs-
Capacität, deren Wirkung Berthollet so glück-
lich gezeigt hat. So theilen zwei Säuren, wenn sie auf dieselbe Basis wirken, diese unter sich, nach Verhältniß ihrer Verwandtschaft zu derselben; eine Erscheinung, welche nicht Statt finden könnte, wenn die Verwandtschaft nicht über die Berührung hinaus wirkte; denn alsdann würde die stärkere Säure sich der Basis ganz und gar bemächtigen. Die Wirkungen der an jenem Gesetze gebundenen Kraft werden durch die Figur der kleinsten Theile der Körper, durch die Wärme und durch andere Ursachen modificirt, und die Untersuchung dieser Ursachen und der Umstände, unter welchen sie sich entwickeln, ist der feinste und schwierigste Theil der Chemie; er macht die Philosophie dieser Wissenschaft aus, indem er uns die innere Natur

der Körper, das Gesetz der Attraction ihrer Theilchen und das Gesetz der fremden auf sie wirkenden Kräfte, so weit dieses möglich ist, kennen lehrt.

Die Theilchen eines *festen* Körpers haben diejenige Lage gegen einander, in welcher sie einer Aenderung der Lage den größten Widerstand leisten. Entfernt man irgend ein Theilchen unendlich wenig von dieser Lage, so sucht es, vermöge der Kräfte, die auf dasselbe wirken, zu ihr zurück zu kehren; und hierin besteht die *Elasticität* der Körper, welche man, so fern nur von einer unendlich geringen Aenderung der Figur die Rede ist, allen Körpern zuschreiben darf. Leidet hingegen die gegenseitige Lage der Theilchen eine bedeutende Aenderung, so finden diese Theilchen neue Lagen, bei welchen ein sicheres oder nicht leicht zu erschütterndes (*stables*) Gleichgewicht Statt findet, so wie dieses bei den geschmiedeten Metallen, oder überhaupt bei allen Körpern der Fall ist, welche vermöge ihrer Dichtigkeit alle Formen behalten, die man ihnen durch einen Druck giebt. Die *Härte* und die *Zähheit* der Körper scheinen mir von nichts anderm herzurühren, als von dem Widerstande der Theilchen gegen solche Aenderung des Gleichgewichts-Zustandes. — Da die Expansivkraft der Wärme der anziehenden Kraft der Theilchen entgegen wirkt, so vermindert eine zunehmende Wärme nach und nach die Zähheit der Körper oder die gegenseitige Adhäsion.

renz ihrer Theile; und wenn die Theilchen eines Körpers im Innern und an der Oberfläche nur noch einen sehr geringen Widerstand jener Verschiebung der Theilchen entgegen setzen, so wird er *fließend*. Indess dauert doch die Zähheit oder Klebrigkeit desselben noch fort, ob schon sie sehr geschwächt ist, bis sie endlich bei zunehmender Temperatur ganz verschwindet; und dann erst tritt der Zustand *vollkommener Flüssigkeit* ein, wo jedes Theilchen in allen Lagen gleichen Attractionen und gleichen Repulsionskräften der Wärme ausgesetzt ist, und dem leisesten Drucke ausweicht. Man kann mit Wahrscheinlichkeit annehmen, daß diese vollkommene Flüssigkeit bei denjenigen tropfbaren Körpern Statt findet, welche, wie der Alkohol, sich in einer weit höhern Temperatur befinden, als die, bei der sie zu gefrieren anfangen.

Sehr sichtbar äußert die Figur der Theilchen ihren Einfluß bei den Erscheinungen des Gefrierens und der KrySTALLISATION, welche man sehr beschleunigt, wenn man in das Flüssige ein Stück Eis oder einen aus derselben Materie gebildeten KrySTALL hinein bringt. Die Theilchen der Oberfläche des festen Körpers bieten sich nämlich dann den sie berührenden gleichartigen flüssigen Theilchen in derjenigen Stellung dar, welche für die Vereinigung dieser mit ihnen die günstigste ist. Dieser Einfluß der Figur der kleinen Theilchen muß bei vergrößerter Entfernung dieser Theilchen von einander weit schneller abnehmen, als die Attraction selbst. Ge-

rade so vermindert sich der Einfluß der Figur bei den himmlischen Erscheinungen, die von der Figur der Planeten abhängen; z. B. bei dem Vorrücken der Nachtgleichen, nach dem Verhältnisse des Kubus des Abstandes, indem die Attraction nur im Verhältnisse des Quadrates der Entfernung abnimmt.

Der feste Zustand der Körper scheint also von der Attraction der Theilchen und von ihrer Figur abzuhängen; so daß eine Säure, auf die zwei Basen wirken, sich mit derjenigen Basis, auf welche ihre Attraction in der Ferne die geringere ist, dennoch lieber verbinden und mit ihr krySTALLISIREN kann, wenn bei dieser die Gestalt der Theilchen eine innigere Berührung erlaubt. Der Einfluß der Figur bleibt noch merklich bei den halbfüssigen Körpern, aber verschwindet gänzlich bei denen, die vollkommen flüssig sind.

Alles deutet endlich darauf hin, daß im *gasförmigen Zustande* nicht bloß der Einfluß der Gestalt der Theilchen, sondern selbst ihre gegenseitige Attraction unmerklich ist, in Vergleichung mit der Repulsivkraft der Wärme. Diese Theilchen scheinen alsdann bloße Hindernisse der Expansion dieser Kraft zu seyn (*qu'un obstacle à l'expansion de cette force*); denn man kann, ohne die Spannung eines gegebenen Volumens irgend eines Gas zu ändern, statt einiger in diesem Volumen zerstreuten Gastheilchen eine gleiche Anzahl Theilchen eines andern Gas substituiren. Aus diesem

Gründe vermischen sich mehrere in Berührung mit einander gesetzte Gasarten nach einiger Zeit zu einem gleichförmigen Flüssigen; dann erst sind sie in einem Zustande, wo das Gleichgewicht Stabilität hat. Ist einer dieser gasförmigen Körper ein Dampf, so findet die Stabilität des Gleichgewichts nur dann Statt, wenn sich von dem Dampfe nur so viel (oder weniger) in dem Raume befindet, als sich von eben dem Dampfe, bei gleicher Temperatur, in dem von dem ganzen Gemenge angefüllten Raume, wenn er leer wäre, verbreiten würde. Ist des Dampfes mehr vorhanden, so muß, um die Stabilität des Gleichgewichtes zu bewirken, der Ueberschuß sich in Form eines tropfbaren Flüssigen verdichten.

Die Betrachtung der Stabilität des Gleichgewichtes bei einem Systeme von Theilchen, die gegenseitig auf einander einwirken, ist zur Erklärung sehr vieler Phänomene von großem Nutzen. Die Mechanik lehrt, daß in einem Systeme von festen und flüssigen Körpern, auf welche die Schwere wirkt, mehrere Zustände eines stabeln oder nicht leicht zu erschütternden Gleichgewichts Statt finden; eben so zeigt uns die Chemie bei den Verbindungen aus zwei oder mehrern Bestandtheilen mehrere permanente Zustände. Zuweilen vereinigen sich zwei Materien mit einander, und die hieraus gebildeten Theilchen vereinigen sich wieder mit den Theilchen einer dritten Materie; von dieser Beschaffenheit scheint die Verbindung der Be-

Bestandtheile einer Säure mit einer Basis zu seyn. Ein anderes Mal verbinden sich die Bestandtheile einer Substanz, ohne vereinigt zu bleiben, wie sie es in der Substanz selbst waren, mit andern Elementen, und bilden mit ihnen dreifache oder vierfache Zusammensetzungen; so daß, wenn man durch die chemische Analyse jene Substanz wieder erhält, sie ein Produkt dieser Operation ist. Die integrierenden Theilchen können sich auch mit verschiedenen Seitenflächen an einander legen und verbinden, und dadurch Kryalle hervor bringen, die an Gestalt, Härte, specifischer Schwere und Einwirkung auf das Licht, verschieden sind. Auf der Bedingung eines stahlen Gleichgewichtes scheinen mir endlich noch die festen Verhältnisse zu beruhen und durch sie bestimmt zu werden; nach welchen verschiedene Materien unter vielen Umständen sich vereinigen. Alle diese Erscheinungen hängen von der Figur der Elementartheilchen, von den Gesetzen ihrer anziehenden Kraft, von der Repulsivkraft der Wärme, und vielleicht von andern, noch unbekannten, Kräften ab. Die Unwissenheit, in welcher wir uns über diese Data befinden, und ihre äußerste Verwicklung, erlauben es uns nicht, das Resultat dieser Kräfte einer mathematischen Analyse zu unterwerfen; indess kann man, in Ermangelung dieser Hülfe, sich durch die Vergleichung gut beobachteter Thatfachen dem Ziele nähern, wenn man aus dieser Vergleichung allgemeine Verhältnisse ableitet, welche eine gro-

se Anzahl von Erscheinungen unter einem gemeinschaftlichen Gesichtspunkte vereinigen und so die Grundlage chemischer Theorien werden, und die Anwendung derselben auf die Künste erweitern und vervollkommen.

27. An der Oberfläche der tropfbar-flüssigen Körper bewirkt die Anziehung der kleinsten Theilchen, so fern sie durch die Krümmung der Oberflächen und der einschließenden Wände modificirt wird, die *haarröhren-artigen Erscheinungen*. Diese Erscheinungen und alle diejenigen, welche die Chemie uns darbietet, reihen sich also an ein und dasselbe allgemeine Gesetz an, welches man nun nicht mehr in Zweifel ziehen kann. Einige Physiker haben den Grund der Phänomene der Haarröhrchen in einer Adhäsion der Theilchen eines Flüssigen unter einander und an den Wänden, die sie umschließen, gesucht; aber es ist unmöglich, sie daraus abzuleiten. Denkt man sich für einen Augenblick die Oberfläche von Wasser, das in einer Glasröhre enthalten ist, horizontal und im Niveau mit der Oberfläche des Wassers in dem Gefäße, worin die Röhre mit ihrem untern Ende eingetaucht ist, so können die Klebrigkeit des Wassers und die Adhärenz desselben an die Röhre, die Wasserfläche nicht krümmen und sie nicht concav machen. Um dieses zu bewirken, muß man nothwendig eine Attraction des obern Theils der Röhre, welcher nicht unmittelbar mit dem Wasser in Berührung ist, auf das Wasser annehmen. Wäre

diese nicht vorhanden, so würde die Oberfläche des in der Röhre enthaltenen Flüssigen, wenn sie concav ist, durch die an ihr adhärirenden vertikalen Säulen des Flüssigen vertikal niederwärts gezogen werden; dagegen würde sie, wenn sie convex ist (wie beim Quecksilber in Glasröhren, und beim Wasser, das an dem Ende einer Röhre hängt), in jedem ihrer Punkte perpendikulär durch das Gewicht der höhern Säulen des Flüssigen gedrückt werden. Diese Oberfläche würde also nicht in beiden Fällen dieselbe seyn, und die Phänomene der Haarröhrchen würden nicht einerlei Gesetze in beiden Fällen befolgen, wie es doch die Erfahrung zeigt. Man muß also einräumen, daß diese Phänomene nicht bloß und allein von einer Wirkung in der Berührung, sondern von einer Attraction abhängen, welche sich über die Berührung hinaus erstreckt, obgleich sie mit großer Schnelligkeit in der Ferne abnimmt.

Die Klebrigkeit oder unvollkommene Flüssigkeit der tropfbaren Körper ist so weit entfernt, die Ursache der Phänomene der Haarröhrchen zu seyn, daß sie vielmehr störend auf sie wirkt. Diese Phänomene sind nur bei vollkommen flüssigen Körpern in strenger Uebereinstimmung mit der Theorie; denn die Kräfte, von welchen sie abhängen, sind so klein, daß das geringste Hinderniß ihre Wirkungen merklich verändern kann. Eben dieser Klebrigkeit muß man die bedeutenden Verschiedenheiten zuschreiben, welche sich zwischen den

Am Ende einer dünnen
ersten Wasserschichtem z. H. W. v. d. d.
ne daß sich die Figur ihrer mehr ...
dert; und von dem Augenblicke an ...
Oberfläche convex wird, strebt sie das Wasser
dum niederzudrücken, und setzt also ein
nern Steigen ein Hinderniß entgegen. Die ...
fläche, verbunden mit der Klebrigkeit des Fi ...
und der Adhärenz desselben am Glase, erklärt
den kleinen Widerstand, welchen das Wasser bei
seinem Steigen findet, wenn es dem Ende der F ...
re nahe kommt; aber dieser Widerstand muß ver-
schwinden, und verschwindet wirklich, bei ...
chen Körpern, die, wie der ...
men flüssig sind.

Die Reibung des Flüssigen gegen die ...
der Wände, und die Adhärenz der Luft an ...
fläche der Körper, verursachen gewisse ...
lien in den Erscheinungen der ...
Man muß auf diese bei der ...
fahrungen mit der Theorie ...
beide stimmen desto besser ...
ein, je weniger Einfluß sie e ...

ad. Die Intensität der ...
Körpertheilchen enacter ...
nung zu bestimmen ...
bloß, daß sie ganz ...
Haaröhren-Kraft ...
daß das Wasser ...
gehoben wird, ...

Beobachtungen der Naturforscher über die Höhe findet, zu welcher das Wasser in gläsernen Haarröhrchen, die von gleichem Durchmesser sind, ansteigt. Die zweite Art, wie wir diese Phänomene betrachtet haben, belehrt uns, daß zuerst die innere Wand der Röhre eine dünne Wasserschicht erhebt; diese Wasserschicht erhebt eine zweite; die zweite eine dritte, und so weiter, bis an die Achse der Röhre. Die wirkliche Existenz dieser Schichten kann man mit Hilfe einiger Staubkörnchen, die an den Wänden des Glases kleben, merklich machen: man sieht nämlich diese kleinen Körper durch den Anstoß dieser Schichten in Bewegung kommen, ehe sie von der Oberfläche des Flüssigen erreicht werden. Die gegenseitige Attraction der Schichten ist schief gegen die Oberfläche der Wände, und strebt, die Theilchen der zweiten Schicht in die erste selbst hinein zu ziehen; dieses kann aber nicht geschehen, ohne diese Schicht anzuheben oder zu durchbrechen. Ist die Röhre sehr wenig befeuchtet, so widersteht diese erste dann noch sehr feine Schicht diesem Bestreben vermöge ihrer Adhärenz am Glase und der Klebrigkeit ihrer Theilchen. Hierin liegt, wie mich dünkt, der Grund, warum Newton und Hauy nur etwa 13 Millimeter für die Erhebung des Wassers in einer Glasröhre von 1 Millimeter Durchmesser gefunden haben, da sich doch in eben solchen Röhren, wenn sie sehr befeuchtet sind, das Wasser über 30 Millimeter erhebt.

Am Ende einer Glasröhre können sich die ersten Wasserschichten nicht weiter erheben, ohne daß sich die Figur ihrer obern Fläche verändert; und von dem Augenblicke an, da diese Oberfläche convex wird, strebt sie das untere Fluidum niederzudrücken, und setzt also dem fernern Steigen ein Hinderniß entgegen. Diese Ursache, verbunden mit der Klebrigkeit des Flüssigen und der Adhärenz desselben am Glase, erklärt den kleinen Widerstand, welchen das Wasser bei seinem Steigen findet, wenn es dem Ende der Röhre nahe kommt; aber dieser Widerstand muß verschwinden, und verschwindet wirklich, bei solchen Körpern, die, wie der Alkohol, vollkommen flüßig sind.

Die Reibung des Flüssigen gegen die Fläche der Wände, und die Adhäsion der Luft an der Oberfläche der Körper, verursachen gleichfalls Anomalien in den Erscheinungen der Haarröhrchen. Man muß auf diese bei der Vergleichung der Erfahrungen mit der Theorie Rücksicht nehmen; beide stimmen desto besser mit der Theorie überein, je weniger Einfluss diese Störungen haben.

28. Die Intensität der Kraft, mit welcher die Körpertheilchen einander anziehen, durch Erfahrung zu bestimmen, ist fast unmöglich; wir wissen bloß, daß sie ganz unvergleichbar größer als die Haarröhren-Kraft ist. Wir haben oben gesehen, daß das Wasser in der Achse eines Haarröhrchens gehoben bleibt, durch den Unterschied der Wir-

kungen, welche das Flüssige an der Oberfläche im unbegrenzten Gefäße, und welche das in der Röhre enthaltene Flüssige auf sich selbst ausübt. Dieser Unterschied ist die Wirkung des flüssigen Meniscus, den eine Horizontalebene, welche durch den niedrigsten Punkt der concaven Oberfläche in der Röhre geht, abschneidet, und diese Wirkung wird durch die Höhe der erhobenen Säule des Flüssigen gemessen. Um die Wirkung der ganzen Masse des Flüssigen zu bestimmen, wollen wir uns in einer unbegrenzten Masse still stehenden Wassers einen vertikalen, unendlich engen, Kanal vorstellen, welcher sich an der Oberfläche des Wassers endige, und dessen unendlich dünnen Wände die Wirkung des außerhalb liegenden Wassers auf die im Kanale enthaltene Wassersäule nicht hindern mögen. Wir wollen nun den Druck zu bestimmen suchen, den diese Wassersäule gegen einen auf die Wände des Kanals senkrechten Querschnitt ausübt, der sich in einem merklichen Abstände unterhalb der Oberfläche des Flüssigen befinde, und wollen hierbei diese Grundfläche als $= 1$ annehmen. Man kann sich leicht überzeugen, daß, wenn man mehrere solche ähnliche, gleich weite, aber ungleich lange, Kanäle hätte, in welchen auf das Wasser Kräfte einwirkten, die für jeden dieser Kanäle verschieden und nach irgend einem Gesetze veränderlich wären, — der Druck, den sie leiden, sich verhalten müßte, wie das Quadrat der Geschwindigkeit, welche Körper erlangen würden, indem sie

sich von der Ruhe ab durch diese, nun als leer betrachteten, Kanäle bewegten, und dabei in jedem Punkte des Kanals diejenigen Kräfte auf sie einwirkten, welche die correspondirenden Wassertheilchen, mit denen der Kanal gefüllt ist, belebt. Wenn die Wirkung des Wassers auf sich selbst ebenso groß wäre, als die Wirkung desselben auf das Licht, so folgt aus den Untersuchungen über die Strahlenbrechung (*Mécanique céleste*, Livre X. Nr. 2.), daß das Quadrat der in dem oben beschriebenen Kanäle erlangten Geschwindigkeit $= 2K$ seyn würde, wenn man die Dichtigkeit des Wassers $= 1$ setzt. In einem Kanale, dessen Höhe $= s$ ist, und in welchem eine unveränderliche, der Schwere gleiche, Kraft wirkt, ist das Quadrat der erlangten Geschwindigkeit $= 2gs$, wenn g das Doppelte des Raumes bedeutet, welchen ein freifallender Körper in der ersten Zeit-Einheit, (wir wollen annehmen, in einer Decimal-Sekunde,) durchläuft. Der Druck der Wassersäulen auf die Grundflächen jenes und dieses Kanals wird sich also verhalten, wie $2K$ zu $2gs$, und wenn der Druck in ihnen gleich seyn soll, so muß $s = \frac{K}{g}$ seyn. Dieses ist also, nach der angenommenen Hypothese, die Höhe, welche ein Kanal haben müßte, wenn auf das Wasser in demselben bloß eine Schwerkraft wirkte, die überall dieselbe als an der Oberfläche der Erde wäre, damit der Druck des Wassers auf die Grundfläche dieses Kanals der ganzen Wirkung der unbestimmten Waf-

fermaße auf das Wasser in dem ersten Kanal gleich würde.

Die Lehre von der Refraction ergiebt $R^2 - 1 = \frac{4K}{n^2}$, wenn n der Raum ist, welchen das Licht in einer Decimalsekunde, als Zeit-Einheit, durchläuft, und R das Verhältniß des Einfallswinkels zum gebrochenen Winkel beim Uebergange des Lichtstrahles aus dem Vacuo in Wasser bedeutet. Dieses giebt also $s = \frac{(R^2 - 1)n^2}{4g}$. Legt man die genauesten Bestimmungen der Sonnenparallaxe und die Geschwindigkeit des Lichts zum Grunde, so findet sich s zehntausend Mal so groß, als der Abstand der Sonne von der Erde. Einen so ungeheuren Werth für die Wirkung des Wassers auf sich selbst kann man unmöglich als wahrscheinlich annehmen, und es scheint daher die Wirkung des Wassers auf sich selbst viel schwächer, als seine Wirkung auf das Licht zu seyn; dennoch ist sie erstaunend groß in Vergleichung mit der Haarröhren-Kraft. Sie muß folglich eine sehr starke Zusammendrückung in den Schichten des Flüssigen bewirken. Man stelle sich in einer unbegrenzten Masse still stehenden Wassers einen aufwärts gekrümmten unendlich engen Kanal mit sehr dünnen Wänden vor, dessen Enden in der Oberfläche des Wassers liegen; die Wasserschichten in demselben, welche sich in einer merklichen Entfernung unterhalb der Oberfläche des Flüssigen befinden, leiden vermöge der Wirkung des über ihnen in unmerkli-

cher Nähe bei diesen Enden befindlichen Wassers einen Druck $= K$, welcher durch den gleichen und entgegen gesetzten Druck am andern Ende des Kanals aufgehoben wird; jede Schicht innerhalb des Kanals wird also durch diese Kräfte comprimirt. An der Oberfläche des Flüssigen ist diese Compression $= 0$; sie wächst mit erstaunender Schnelligkeit, wenn man sich von der Oberfläche nach dem Innern des Wassers zu entfernt, und wird schon in dem kleinsten merklichen Abstände unterhalb derselben beständig.

Es ist nicht unwahrscheinlich, daß aus diesen großen Ungleichheiten in der Compression sehr bedeutende Verschiedenheiten der Dichtigkeit in den Schichten eines Flüssigen, die sehr nahe an der Oberfläche liegen, entstehen; und in Mischungen zweier Flüssigen, z. B. von Alkohol und Wasser, können sie nicht nur die Dichtigkeit der Schichten nahe an der Oberfläche ungleich machen, sondern auch das Mischungsverhältniß in diesen und in den zunächst an den Röhrenwänden liegenden Schichten verändern. Diese Aenderungen würden indess keinen Einfluss auf die Refraction haben, indem diese, wenn der Lichtstrahl bis zu einer merklichen Entfernung unterhalb der Oberfläche gekommen ist, eben so groß seyn müßte, als wenn die Natur und die Dichtigkeit des Flüssigen gar keine Aenderung gelitten hätte. Dagegen aber können sie auf die Phänomene der Haarröhrchen einen sehr bedeutenden Einfluss haben,

und einige Versuche, welche Herr Gay-Lussac über das Aufsteigen verschiedener Mischungen von Alkohol und Wasser in Haarröhrchen angestellt hat, scheinen so etwas anzudeuten.

Ein isolirtes Wasser-Blättchen von einer Dicke, welche kleiner ist, als der Halbmesser der merklichen Wirkungsphäre der Wassertheilchen, muß, diesem zu Folge, eine viel geringere Zusammendrückung leiden, als ein ähnliches Wassertheilchen, welches sich mitten in einer bedeutenden Wassermasse befindet. Es ist daher natürlich, zu schließen, daß ein solches isolirtes Wasser-Blättchen weniger dicht seyn wird, als das Wasser da, wo es sich in Masse befindet. Sollte es wohl unwahrscheinlich seyn, anzunehmen, daß dieses der Fall mit der wässerigen Hülle sey, welche die Dunstbläschen umgiebt, und daß aus diesem Grunde diese Hülle weit leichter als das gewöhnliche Wasser sey, und sich in einem Mittelzustande zwischen dem tropfbaren und dampfförmigen Zustande befinde?

29. Ich habe in meiner Theorie der Haarröhren-Kraft weder auf den Druck der Luft, noch auf die Repulsivkraft der Wärme, Rücksicht genommen. Die Betrachtung dieser Kräfte war überflüssig; denn da sie für die ganze Oberfläche einerlei sind, so hängen sie mit der Krümmung derselben gar nicht zusammen. Die Wärme hat also auf die Phänomene der Haarröhrchen keinen andern Einfluß, als daß sie die Dichtigkeit der flüssigen Körper vermin-

mindert, und die Beobachtung hat gezeigt, daß bei vollkommen flüssigen Körpern die durch Aenderung der Temperatur entstehende Aenderung der Phänomene, völlig der Theorie gemäß ist.

30. Da die Wirkungen der Haarröhren-Kraft auf eine mathematische Theorie zurück geführt sind, so fehlte es diesem interessanten Zweige der Physik nur noch an einer Reihe recht genauer Beobachtungen, mit deren Hülfe man die Theorie mit der Natur vergleichen konnte. Das Bedürfnis solcher Beobachtungen wird überhaupt immer mehr fühlbar, je mehr die vervollkommnete Physik in das Gebiet der Analysis übergeht; denn man ist alsdann in ihr im Stande, die Resultate der Theorien mit großer Genauigkeit anzugeben; und wenn man diese Resultate mit sehr genauen Versuchen vergleicht, so erhebt man die Theorien zu dem höchsten Grade von Gewissheit, der in der Naturforschung Statt finden kann. Glücklicher Weise lassen die Versuche, welche die HH. Rumford und Gay-Lussac über die haarröhren-artigen Erscheinungen vor Kurzem angestellt haben, wenig über diesen Gegenstand zu wünschen übrig; und wir haben in dem Vorhergehenden gesehen, wie sehr meine Theorie mit den Beobachtungen des Letztern überein stimmt, welcher in diese Art von Versuchen eine Genauigkeit, die den astronomischen Beobachtungen gleich kommt, erreicht hat.

31. Wenn man die wahre Ursache von Phänomenen kennen gelernt hat, so ist es interessant,

rückwärts zu blicken und zu sehen, bis auf welchen Punkt die Hypothesen, welche früher die Physiker zur Erklärung dieser Erscheinung angenommen haben, sich der Wahrheit näherten. Eine der ältesten und angesehensten Meinungen über die Haarröhrchen ist die von Jurin. Dieser englische Physiker schreibt die Erhebung des Wassers in einem gläsernen Haarröhrchen der Attraction des ringförmigen Theiles der Röhre zu, welcher die Oberfläche des Wassers berührt und an der sie sich anlegt; „denn,“ sagt er, „bloß von diesem Theile der Röhre braucht das Wasser beim Sinken sich los zu reißen, und folglich ist dieser Theil der einzige, welcher durch seine Attraction dem Sinken des Wassers entgegen wirkt. Diese Ursache ist der Wirkung proportional, indem sowohl der Umfang der Röhre, als die gehobene Wasserfäule dem Durchmesser der Röhre proportional sind“. (*Philos. Transactions*, Nr. 363.). Hiergegen hat schon Clairaut in seiner Abhandlung über die Figur der Erde eingewendet, daß man das Princip, die Wirkungen seyen den Ursachen proportional, nur dann anwenden dürfe, wenn man zu einer ersten Ursache zurück gehe, und nicht, wenn man Wirkungen untersucht, die aus einer Vereinigung verschiedener Ursachen entstehen. Nähme man nämlich auch an, daß der einzige Ring, in welchem die Oberfläche die Röhre berührt, die Ursache der Erhebung des Flüssigen sey, so dürfe man darum doch nicht schließen, daß

das gehobene Gewicht dem Durchmesser proportional seyn müsse, weil man die Kraft dieses Ringes nicht kennen lernen kann, ohne die Kräfte, mit welchen alle Theile desselben wirken, zu summiren. Clairaut setzte daher an die Stelle der Jurin'schen Hypothese eine genaue Entwicklung aller Kräfte, die auf eine Wassersäule wirken, welche sich in einem längs der Achse der Röhre gehenden unendlich engen Kanale im Gleichgewichte befindet. Dennoch hat dieser große Geometer die Haupterscheinung in den Haarröhren nicht erklärt, daß nämlich die Elevation und Depression eines Flüssigen in sehr engen Röhren dem Durchmesser der Röhre umgekehrt proportional ist; er begnügt sich, zu bemerken, ohne doch dafür einen Beweis zu geben, daß unzählige Gesetze der Attraction möglich sind, bei welchen diese Erscheinung Statt finden muß. Seine Voraussetzung, daß die Wirkung des Glases noch für die in der Achse der Röhre befindlichen Theilchen merklich sey, entfernte ihn von der richtigen Erklärung der Erscheinungen. Indes verdient es bemerkt zu werden, daß, wenn er die Attraction als nur in unmerklichen Entfernungen merkbar angenommen, und die Bestimmung der Kräfte für die wahre Wirkungsphäre der Röhrenwände so gesucht hätte, wie er es für die in der Achse liegenden Theilchen gethan hat, — er nicht nur auf das Resultat von Jurin, sondern auch auf alle die Folgerungen würde gekommen seyn, welche unsere

zweite Methode (§. 13.) an die Hand giebt. Diese Methode zeigt, daß bei einem Flüssigen, welches die Röhre vollkommen befeuchtet, bloß derjenige Theil der Röhre, der zunächst oberhalb der Oberfläche des Flüssigen in unmerkbarer Entfernung von derselben liegt, das Flüssige zum Ansteigen sollicitirt, hebt, und es schwebend erhält wenn das Gewicht der gehobenen Säule mit der Attraction dieses Röhren-Ringes im Gleichgewichte ist. Dieses nähert sich sehr den Ideen Jurin's, und führt zu seiner Folgerung, daß das Gewicht der gehobenen Säule dem Umfange der innern Grundfläche der Röhre proportional ist; eine Folgerung, die für jede prismatische Röhre gilt, wie auch immer ihr innerer Querschnitt beschaffen sey, und wie sich auch die Attraction der Theilchen der Röhre auf das Flüssige zu der Attraction der flüssigen Theilchen gegen einander verhalten möge.

Die Aehnlichkeit, welche die Oberfläche der Tropfen und die Oberfläche von Fluidi's, die in Haarröhrchen enthalten sind, mit denjenigen Oberflächen haben, mit welchen sich die Geometer in den ersten Zeiten der Infinitesimalrechnung unter dem Namen der *Lintearia*, *Elastica* und andere beschäftigt haben, hat mehrere Physiker bewogen, die Fluida so zu betrachten, als ob sie in solche Flächen eingeschlossen wären, und als ob diese Flächen durch ihre Spannung und Elasticität den flüssigen Körpern die Formen gäben, welche die Erfahrung zeigt. Segner, einer der ersten, der

diese Idee hatte, überfah sehr wohl, daß dies eine bloße zur Darstellung der Phänomene dienliche Fiction sey, die man nur in so weit annehmen dürfe, als sie sich auf das Gesetz einer bloß in unmerklichen Entfernungen merkbaren Attraction zurück führen läßt (s. die ältern Schriften der Götting. Societät, Tom. I.). Er versuchte daher diese Abhängigkeit zu beweisen; aber wenn man seine Schlüsse näher betrachtet, so bemerkt man leicht ihre wenige Genauigkeit, und die Resultate, zu welchen er gelangt, zeigen gleichfalls ihre Unzulänglichkeit. Er findet z. B., daß man nur auf die Krümmung des Schnittes eines Tropfens Rücksicht nehmen dürfe, und keinesweges auf die Krümmung seines horizontalen Querschnittes, was doch nicht genau richtig ist. Uebrigens hat er nicht bemerkt (was ein strenges Raisonnement ihm würde gezeigt haben), daß die Spannung der Oberfläche bei jeder Größe des Tropfens einerlei ist. Endlich sieht man aus der Bemerkung, womit er seine Untersuchung schließt, daß er selbst nicht damit zufrieden gewesen ist.

Während ich mich mit diesem Gegenstande beschäftigte, hat auch Hr. Thomas Young über eben diese Materie scharfsinnige Untersuchungen angestellt, die man in den *Philosophical Transactions* für 1805 findet. Er vergleicht, wie Segner, die Haarröhren-Kraft mit der Spannung einer Oberfläche, welche die flüssigen Körper umhülle, und indem er auf jene Kraft die Resultate

anwendet, welche über die Tension der Oberflächen bekannt sind, findet er, daß man die Krümmung der flüssigen Oberflächen nach zwei auf einander senkrechten Richtungen in Betrachtung ziehen müsse. Er nimmt ferner an, daß bei demselben Flüssigen und bei Röhren aus gleicher Materie, die flüssigen Oberflächen mit der Röhrenwand, da, wo sie mit ihr in Berührung kommen, einerlei Winkel machen, ihre Figur mag im Uebrigen beschaffen seyn, wie sie will; — eine Voraussetzung, welche, wie wir gesehen haben, nahe am Ende der Wände nicht mehr richtig ist. Er hat aber nicht, wie Segner, versucht, diese Hypothese aus dem Gesetze einer mit der Entfernung schnell abnehmenden Attraction der kleinsten Theilchen abzuleiten; was doch zu ihrer Bestätigung durchaus nöthig gewesen wäre *). Diese Bestätigung konnte nur eine strenge Demonstration von der Art, wie wir sie im Anfange unserer Untersuchung mitgetheilt haben, ergeben. Uebrigens schliessen sich Segner's und Young's Ideen mehr an unsere erste Methode, Jurin's Gedanken mehr an die zweite Methode an.

E n d e.

*) Den Lesern auch die Untersuchungen des Dr. Thomas Young, über die Cohäsion der Flüssigkeiten, in diesen Annalen mitzutheilen, war zwar, (wie sie sich vielleicht noch aus einer frühern Aeufserung erinnern,) meine Absicht; diese Untersuchungen treten aber neben der vollendeten Arbeit des Herrn La Place in jeder Hinsicht so sehr in den Schatten, daß ich von diesem Vorsatze abstehe.

Gilbert.

II.

H E I T Z U N G

von Zimmern und von Manufaktur - Gebäuden
durch Wasserdampf.

VON

N E I L S N O D G R A S S *).

Herr Snodgrafs hatte im April 1798 den Auftrag erhalten, bei *Dornoch* in der Grafschaft *Sutherland* eine Baumwollen-Spinnmühle zu errichten. In dieser Grafschaft ist das Brennmaterial außerordentlich selten und theuer; er dachte daher auf eine wohlfeilere Art, als die gewöhnliche, die Mühle zu heizen. Ein Mittel, das er in den Bleichereien bei *Glasgow* (wo er sich, um allerlei für die Mühle machen zu lassen, sechs Monate über aufhielt) angewendet sah, schien ihm dazu das schicklichste zu seyn. Man wickelt nämlich in ihnen den Musselin, um ihn zu trocknen, um hohle metallene Cylinder, die mit heißem Wasserdampf gefüllt sind. Eine Heizung der Mühle durch Wasserdampf schien ihm nicht nur ökonomisch, sondern auch wegen Sicherung gegen Feuersgefahr vortheilhaft zu seyn. Es wollte indess keiner, dem

*) Frei bearbeitet nach *Nicholson's Journal of natural philos.* Mai 1807. Die *Society of Arts* belohnte diese nützliche Mittheilung mit einer Prämie von 40 Guineen.

Gilbert.

er seine Idee mittheilte, auf sie eingehen; die meisten erklärten sie geradehin für unausführbar. Dieses machte ihn nur begieriger, einen Versuch anzustellen; er bestellte zu dem Ende Röhren von Zinn, und im Mai 1799 wurden diese in der Spinnmühle aufgerichtet. Sie gaben sogleich die nöthige Wärme, wenn sie mit Dampf von kochendem Wasser erfüllt wurden; doch waren sie beim Transport zu Wagen beschädigt worden, und hatten nicht Stärke genug. Auch bemerkte Herr Snodgrafs bald, daß die Stellung, die er ihnen, um die Maschinen nicht zu stören, gegeben hatte, nämlich in dem einen Ende der Mühle schief (*diagonally*), sehr unvortheilhaft war. So wurden die obern Seiten der Röhren eher warm, als die untern, welches eine ungleiche Expansion hervorbrachte; auch hinderte das in den Röhren condensirte und durch sie nach dem Kessel zurück laufende Wasser den Dampf am Steigen. Herr Snodgrafs liefs die Röhren ändern, stellte sie senkrecht, und verband mit ihnen andere Röhren, die bestimmt waren, das sich condensirende Wasser abzuführen. Taf. III. Fig. 1. stellt den ganzen Apparat nach dieser veränderten Einrichtung vor.

Die Zeichnung stellt das Innere der Giebelseite der Spinn-Mühle vor, an dem einen Ende der Vorbereitungs- und der Spinn-Stuben. An der andern Seite dieser Giebelmauer befindet sich ein Raum von 17 Fuß, der von einer andern Giebelmauer eingeschlossen wird, und das Wasserrad,

den Treppenraum und kleine Zimmer mit dem Mechanismus zur Bewegung der Spinnereien enthält. In diesem Raume steht auf ebener Erde der Ofen und der Dampfkessel; sie konnten in dieser Zeichnung nicht angebracht werden, da sie sich hinter der ersten Giebelmauer befinden. Der Dampfkessel hat nichts Ausgezeichnetes und wird eben so als die Kessel der gewöhnlichen Dampfmaschinen gespeiset. Ein runder kupferner Dampfkessel, 2 Fuß weit und 2 Fuß tief, der 30 Gallonen Wasser faßte, und mit einer weiten kupfernen Haube, als einem Dampf-Reservoir, versehen war, entsprach der Absicht in diesem Falle völlig. Das kupferne Rohr *B* leitete den Dampf aus dem Kessel durch die Giebelmauer hindurch in die zinnerne Röhre *CC*, und aus dieser trat der Dampf durch die kleinen in einem Knie gebogenen kupfernen Röhren *D, D, D* in die Achsen der weiten senkrechten Röhren *E, E, E*, welche zuoberst (unter der Decke, über die der Boden ist) durch die horizontalen Röhren *F, F* in Verbindung standen, damit der Dampf desto freier in ihnen circulirte. Die mittlere dieser Röhren ging durch die Decke hindurch, in die Bodenkammer, in eine 36 Fuß lange, horizontal liegende, Röhre, deren Ende man in *G* angegeben sieht, und die bestimmt war, den Bodenraum zu heizen. An dem hintern Ende dieser Röhre, *G*, befand sich ein Ventil, das sich nach Innen öffnete, damit beim Erkalten des Apparats im Innern desselben kein luftleerer Raum sich bilden

sollte; sonst würde die Luft die Röhren und den Kessel zusammen gedrückt haben. Ähnliche Ventile *K, K* befanden sich nahe bei den obern Enden der beiden andern senkrechten Röhren *E, E*. Aus der mittelften Röhre *E* ging eine enge Röhre zum Dache hinaus, die bei *I* ein nach Außen sich öffnendes Ventil hatte, durch das die Luft entweichen konnte, wenn die Röhren sich mit Dampf zu füllen anfangen, oder der Dampf selbst, wenn dessen zu viel entstand.

Der Dampf, welcher sich in den senkrechten Röhren *E, E, E* verdichtete, träufelte längs den Röhrenwänden in die Trichter *L* herab, deren Hülsen um die Röhre *C* herum oder durch sie hindurch gehen, und läuft durch die kupferne Röhre *MM* ab, welche das heiße Wasser durch die Giebelmauer den 5 Fuß tiefer stehenden Kessel wieder zuführte. In sie lief auch durch die kleine Röhre *NN* das in der Röhre *CC* sich verdichtende Wasser ab, da diese gleich der Röhre *MM* etwas gegen den Horizont geneigt war. Die unter dem Dache befindliche Röhre *G* stieg ebenfalls in ihrer ganzen Länge um 18 Zoll, und führte das verdichtete Wasser in die mittelfte der Röhren *E* zurück.

Die weiten Röhren hatten alle 10 Zoll im Durchmesser, und waren aus verzinnnten Blechtafeln von Nr. 2. gemacht. Es fand sich beim Gebrauche, daß dieser Apparat hinreichende Stärke hatte; nach den ersten Veränderungen bedurfte er keiner Reparaturen.

Da es darauf ankam, an Feuermaterial möglichst zu sparen, so wurde der Rauch aus dem für den Kessel bestimmten Ofen in gewöhnlichen steinernen Röhren, die in der Giebelmauer angebracht waren, abgeführt. Um aller Feuersgefahr zuvor zu kommen, wurden diese Röhren so gestellt, wie man das in Fig. 2. sieht. Die Wärme, welche der Dampf und diese Halbs-Vorrichtung der Spinnmühle mittheilten, stieg auf 70° F. (17° R.). Die Säle in derselben sind 50 Fuß lang, $32\frac{1}{2}$ Fuß breit; und das Erdgeschoss 11, die andern Geschosse 8 und der Boden-Saal 7 Fuß hoch; und die so geheizten Zimmer waren weit gesunder und angenehmer, als die mit den besten Öfen geheizten, da sie vollkommen frei von Rauch und übeln Gerüchen bleiben. Es geht aus verschiedenen Versuchen hervor, daß hierbei der Aufwand an Brennmaterial kaum halb so groß war, als er gewesen seyn würde, wenn man dieselbe Wärme mit den am besten eingerichteten Öfen hätte hervorbringen wollen. Darüber konnte Hr. Snodgrafs um so zuverlässiger urtheilen, da er schon 5 Jahre lang in Baumwollen-Spinnmühlen über Öfen, die man damals für die besten hielt, Erfahrungen gesammelt hatte.

Als Herr Snodgrafs diese Erfahrungen gemacht hatte, theilte er sie und eine ähnliche Zeichnung, als die hier befindliche, den Unternehmern seiner Baumwollen-Spinnmühle zu Glasgow mit, die an der Ausführbarkeit des Plans große Zweifel unterhalten hatten. Dieses geschah im J. 1800.

Sie machten diese Entdeckung sogleich in den Glasgower Zeitungen bekannt, und nun ahmten mehrere Baumwollen-Spinner diese Heizung mit mancherlei Abänderungen nach. Herr Snodgrafs theilte jedem, der es wünschte, allen nöthigen Unterricht mit; besonders rieth er, das zum Kessel zufließende Wasser möglichst von dem Dampfe abzusondern, und wenn man zinnerne Röhren, oder andere, von nicht größerer Stärke nimmt, sie durch Sicherungsventile sorgfältig zu schützen. In dieser und anderer Hinsicht ist der erste Versuch, den er hier absichtlich beschrieb, noch sehr mangelhaft. Da sich die Röhren alle an dem einen Ende des Hauses befanden, so vertheilte sich die Hitze sehr ungleichförmig, und es dauerte lange Zeit, ehe sie bis zum andern Ende vordrang; da aber die Mühle kaum Raum genug für die Spinn-Maschinen faßte, so war es unmöglich, den Röhren eine andere Stellung zu geben, oder sie durch die Stuben hin zu leiten. Dieser Fehler ist indess unter andern Umständen so leicht zu vermeiden, daß es dazu weiter keiner Anweisung bedarf.

In zwei andern Spinn-Mühlen, denen Herr Snodgrafs jetzt vorsteht, hat er den Heizungs-Apparat so aufgestellt, daß die Hitze vollkommen gleichförmig verbreitet wird. In der einen dieser Mühlen, welche aus 6 Geschossen besteht, wird das unterste Geschoss durch eine 5 Zoll weite, etwas geneigt liegende, Röhre aus Gusseisen geheizt, welche in der Mitte desselben, der Länge nach,

2 Fuß vom Boden (*ceiling*), hinläuft. Senkrecht stehende, $7\frac{1}{2}$ Zoll weite, und jede 7 Fuß von der andern entfernte, zinnerne Röhren, führen aus ihr die Dämpfe durch alle Fußböden hindurch bis zu der Firste des Hauses, und bilden in jedem Saale eine in der Mitte desselben hinlaufende Reihe frei stehender wärmender Säulen. In der andern Mühle waren nach vollendetem Baue noch einige Säle angebauet, und mit dem Hauptbaue auf eine ungeschickte Art verbunden worden; in diese mußte der Dampf aus dem Hauptapparate, der ganz mit dem eben beschriebenen übereinstimmte, durch liegende, nur wenig geneigte, Röhren geleitet werden. Ueberhaupt kann man den Dampf, wenn er durch den Hauptapparat hindurch gegangen ist, beliebig weiter leiten; und Herr Snodgrafs hat keine Schwierigkeit gefunden, Räume aller Art auf diese Weise zu heizen.

In der ersten der eben erwähnten Mühlen sind die senkrecht stehenden Röhren unter dem Fußboden des Daches durch eine $2\frac{1}{2}$ Zoll weite, horizontale, nur wenig geneigte Röhre mit einander verbunden, deren Enden durch die Mauern des Gebäudes gehen und mit Ventilen versehen sind, die sich nach Außen öffnen. Eine ähnliche Verbindungsröhre, mit Ventilen derselben Art, ist unter dem Fußboden (*ceiling*) des dritten Geschosses angebracht. Aller dieser Beförderungsmittel der Communication ungeachtet, füllten sich die senkrechten Röhren, welche weiter nach hin-

Der Kessel *bb* ist 6 Fuß lang, $3\frac{1}{2}$ Fuß breit und 3 Fuß tief, und man kann ihn an jeden schicklichen Ort stellen, oder, wo eine Dampfmaschine arbeitet, den Kessel derselben benutzen. Da die Vorrichtung, wie der Kessel sich mit Wasser füllt, nichts Ausgezeichnetes hat, so ist sie in der Zeichnung weggelassen. Die Röhre *cc* leitet den Dampf aus dem Kessel in die erste der senkrechten Röhren *d, d, d, d*; sie hat bei *e* ein weiteres Verbindungsstück, das durch Liederung dampfdicht gemacht ist. Der Dampf steigt durch die erste der senkrechten Röhren *d* in die horizontale, etwas geneigte, Röhre *ffg*, und treibt die Luft theils aus dem ziemlich stark belasteten Ventil *g* hinaus, theils durch die andern Röhren *d, d, d* in die enge Röhre *mm* herab, aus der sie durch das Ventil *i*, oder durch den aufwärts gekrümmten Schenkel *n*, entweicht. In diese Röhre *mm* sammelt sich auch das Wasser, das durch Verdichtung des Dampfs in dem Apparate entsteht; sie ist so stark nach *k* zu geneigt, daß das Wasser durch die Röhre *k* in einen Behälter hinaus fließt, aus dem man es in den Kessel zurück pumpt. Alle Röhren sind von Guss Eisen, die Röhre *mmm* ausgenommen, welche aus Kupfer besteht. Die senkrechten Röhren vertreten zugleich die Stellen von Säulen und unterstützen die Querbalken des Gebäudes, welche auf den hervor springenden Ansätze *o, o, o* aufliegen, die sich durch die Keile *p, p, p* beliebig erhöhen lassen. Die Röhren sind ungefähr 1 Zoll tief in die

Bal-

Balken eingesenkt, und an ihnen durch eiserne Bänder q, q befestigt. Die Röhren in dem untersten Geschoße ruhen auf den Quadersteinen s, s, s, s , und sind hier durch Liederung dampfdicht gemacht. Sie tragen die Röhren des zweiten Geschoßes, diese die des dritten Geschoßes, und so ferner, und sind mit ihnen durch geliederte Verbindungsstücke verbunden. Die Röhren im untersten Geschoße sind 7, in dem darüber stehenden 6, und in den beiden obersten Geschoßen $6\frac{1}{2}$ Zoll weit; die Metaldicke beträgt $\frac{3}{8}$ Zoll. Der Grund, warum die untern Röhren weiter als die obern sind, ist, damit sie der Luft mehr heiße Oberfläche darbieten; denn in sie steigt der Dampf (die vorderste ausgenommen) von oben herab, und würde sonst nicht so viel Hitze, als oben, den Sälen mittheilen. Ventile, die sich nach Innen öffnen, bedarf dieser Apparat nicht, da alle Röhren so stark sind, daß sie den Druck der Atmosphäre aushalten. Diese Baumwollen-Spinnmühle ist 60 Fuß lang, 33 Fuß breit und hat 4 Geschoße; das oberste ist ein Boden-Geschoß. In der Zeichnung sieht man nur $\frac{5}{8}$ der Länge des Gebäudes. Während der Zeit der größten Kälte heizt der Apparat die ganze Mühle bis auf 85° F. (23° R.); und es ist leicht zu übersehen, daß es nicht schwierig seyn würde, wenn man die Röhren vermehren und starkes Feuer geben wollte, die Hitze bis auf 212° F. zu erhöhen. Man hatte gegen diese Einrichtung das Bedenken geäußert, das Gebäude

werde Schaden leiden, wenn die eisernen Röhren durch die Hitze ausgedehnt würden; allein die Erfahrung hat gelehrt, daß die durch den Dampf bewirkte Ausdehnung derselben so gut als unmerklich ist.

Einer so erleuchteten Gesellschaft, als die *Society of arts*, glaubte Herr Snodgrafs kein Wort über die Anwendungen, welche diese Heizungsart bei anderm ökonomischen Gebrauche fähig sey, sagen zu dürfen. Er fügte aber noch viele Certificate von Besitzern von Baumwollen-Spinnmühlen bei, aus denen hervor geht, daß die Heizungsart des Herrn Snodgrafs von vielem Vortheile, und daß er der Erste gewesen ist, der Wasserdampf zum Heitzen von Manufaktur-Gebäuden angewendet hat.

III.

Beschreibung und Erklärung des Mascaret in dem Dordogne-Flusse;

von

LAGRAVE SORBIÉ *).

Die Einwohner von Guienne, welche die Ufer der untern Dordogne bewohnen, nennen *Mascaret* eine merkwürdige und eigenthümliche Art von Bewegung, welche sich in diesem Strome zu der Zeit zeigt, *wenn das Wasser darin niedrig steht*. Dieser letztere Umstand ist eine wesentliche Bedingung des Phänomens, daher man es nur in trocknen Sommern, wenn das Wasser der Dordogne bis zu einer gewissen Tiefe gesunken ist, dann aber täglich zwei Mahl, wahrnimmt. In nassen Sommern bleibt es aus. Höchst selten zeigt es sich im Winter, bei starken Frösten, wenn der Wasserstand der Dordogne wegen vielen Eises, recht niedrig ist. Das geschieht aber keine drei Mahl in einem Jahrhundert. Es giebt eine bestimmte Grösse, bis auf welche das Wasser in der Dordogne gesunken seyn muß, damit der Mascaret erscheine; auch sagen

*) Frei bearbeitet nach dem *Journ. de Phys.* 1805. t. 2. von Gilbert.

die Seeleute in der Gegend von Bordeaux ihn voraus: „der Wasserstand,“ bemerken sie, „hat sich „um so und so viel vermindert; die Fluth ist heute „so hoch, wir werden Mascaret haben;“ und danach nehmen sie ihre Maßregeln. Dieses hätte die Bordeauxer Physiker längst überzeugen sollen, daß der Mascaret eine physikalische, in der Beschaffenheit des Flußbettes gegründete, Ursache hat, da jedermann, fast ohne sich je zu irren, die Erscheinung desselben voraus sagt, selbst dann, wenn sie mehrere Jahre lang, wegen zu großer Nässe im Sommer, ausgeblieben ist. Folgendes ist der Hergang bei dem Mascaret.

In geringer Entfernung von dem *Bec-d'Ambes*, dem Punkte, wo die Dordogne sich in die Garonne ergießt (s. Taf. III. Fig. 3.), erscheint an dem Ufer eine Wassermasse, die bei hoher Fluth, wenn der Fluß recht niedrig ist, die Größe einer Tonne, oder manchemahl selbst eines kleinen Hauses hat, und von vorn nach hinten verlängert ist. Sie läuft längs der Küste mit einer unglaublichen Geschwindigkeit hin, die so groß ist, daß sie das schnellste Pferd ereilen würde; und während dieser Wasserberg sich immer hart an der Küste fortwälzt, entsteht ein furchtbares Getöse. Ich habe gesehen, daß Pferde und Ochsen, die auf den anliegenden Wiesen weideten, mit Zeichen der größten Angst auf das schnellste entflohen. Sie zitterten noch geraume Zeit nachher, und konnten nur mit großer Mühe zurück gebracht werden. Gänse und

Aenten stürzen sich beim Annahen desselben voller Schrecken in das Schilf, und es ist vergebens, sie heraus treiben zu wollen. Gegen harte Körper, die dem Mascaret entgegen stehen, schlägt er mit solcher Gewalt, daß er die steinernen Einbaue und Kaye an den Ufern zerstört, gewaltige Steinmassen aus denselben auf funfzig Schritte und mehr mit fortreißt, die größten Bäume umstürzt, und die Fahrzeuge, wenn er auf sie trifft, versenkt und zerbricht, letzteres besonders, wenn sie sich am Ufer auf einer harten Grundlage befinden. Zu *Saint-André* zertheilt sich dieser Wasserberg in Wellen, welche die Hälfte der Breite des Flusses bis *Caverne* einnehmen (*en lames, qui tiennent la rivière dans la moitié de sa largeur*). Hier verliert sich der Mascaret eine kurze Strecke. Zwischen *Asque* und *Lile* erscheint er wieder in Gestalt eines Vorgebirges; dann in der von Wellen bis *Terfac*; von da bis *Darveire* wieder in seiner anfänglichen Gestalt. Von *Darveire* geht er längs der Küste bis *Fronfac*, einem Landstutze des Herrn von *Richelieu*; von *Fronfac* aus verbreitet er sich über den ganzen Strom, geht mit einem schrecklichen Geräusche vor *Libourne* vorbei, und bringt die Reide dieser Stadt in Aufruhr; zuletzt erscheint er wieder, doch nur mit weniger Kraft, zu *Genisac-les-Réaux* und zu *Peyrefite*. Der ganze Raum, welchen der Mascaret durchläuft, ist auf eine Länge von 8 bis 9 Lieues beschränkt.

Nach dem Berichte des Herrn de la Condamine (p. 193 seiner Reise) findet man etwas Aehnliches, als diesen Mascaret, in dem Amazonen-Flusse, unter dem Namen *Proroca*. „Zwischen *Macapa* und dem *Cap-Port*,“ erzählt er, „an der Stelle, wo der große Kanal des Flusses am meisten durch Inseln eingeengt ist, besonders der großen Mündung des Arawary gegen über, der sich von Norden her in den Amazonenfluß ergießt, entsteht zu den Zeiten der höchsten Fluth, das ist, während der drei Tage um den Vollmond sowohl als um den Neumond, eine sonderbare Erscheinung durch die Fluth. Statt daß sonst das Meer sechs Stunden lang steigt, erlangt es dann in einer oder zwei Minuten die größte Höhe. Man urtheilt leicht, daß dies nicht ruhig zugehen kann. Schon aus der Entfernung von einer Stunde läßt sich ein schreckliches Getöse hören, welches den *Proroca* ankündigt; so nennen nämlich die Eingebornen diese furchtbare Fluth. Das Getöse wächst, und bald erblickt man ein 12 bis 15 Fuß hohes Vorgebirge von Wasser; darauf ein zweites; darauf ein drittes, und manchemahl noch ein viertes, die eins nahe auf das andere folgen, und die ganze Breite des Kanals einnehmen. Diese Welle (*lame*) kommt mit einer außerordentlichen Geschwindigkeit heran, und alles, was ihrem Laufe Widerstand leistet, wird von ihr zertrümmert und rasirt. Ich habe gesehen, daß sie an einigen Orten große Stücke Erdreich mit fortriß, an an-

dern sehr starke Bäume entwurzelte und Verwüstungen vieler Art anrichtete. Ueberall, wo sie vorbei geht, ist das Ufer so rein, als wäre es gefegt worden. Die Kähne, die Pirogen, und selbst die größern Fahrzeuge haben kein anderes Mittel, sich der Wuth dieser Wellen zu entziehen, als daß sie an einer tiefern Stelle vor Anker gehen. Ich habe diese Erscheinung an verschiedenen Orten mit Aufmerksamkeit beobachtet, und fand, daß sie sich nur da zeigte, wo die Fluth in einen engen Kanal trat, oder auf eine Sandbank oder eine Untiefe, als Hindernisse, traf. Nur dort, und nirgends anders, fing diese gewaltsame und unregelmäßige Bewegung des Wassers an, und hörte in weniger Entfernung hinter der Sandbank oder Untiefe, oder hinter der verengerten Stelle des Flussbettes, auf. Man sagt, daß sich etwas Aehnliches in den Orkney-Inseln, nördlich von Schottland, ereigne, und in der Mündung der Garonne *), unweit Bordeaux, wo man diese Wirkungen der Fluth *Mascaret* nennt."

Man sieht aus dieser Stelle, daß der *Proroca* fast dieselbe Erscheinung als unser *Mascaret* ist. Doch ist darin eine Verschiedenheit, daß wir in der Dordogne zwei Arten von Fluth haben, eine,

*) Vielmehr in der *Dordogne*. Auch habe ich in Reisenden gelesen, daß man dieses Phänomen in einigen Flüssen der Hundsbai wahrnimmt, wo man es Wasserratze (*rat d'eau*) nennt; selbst auf dem Mississippi.

welche sich über den ganzen Fluß erstreckt, und eine zweite, die längs der Küste hinstreicht, und mehr über die wasserlosen Stellen des Flußbettes am Ufer, als über das Wasser selbst sich fortrollt. Die erste hat Condamine gut beobachtet. Auf der Dordogne läuft der Mascaret mit Getöse Strom aufwärts, bald längs der Küste in Gestalt einer Ratze (wonach einige Reisende ihn benannt zu haben scheinen), bald in furchtbaren Wellen, die sich über den ganzen Fluß wegziehen. Auf die erste Art erscheint er nur in den hinein gehenden Winkeln des Ufers und auf Sandbänken, wie aus der Abbildung des Flußbettes der untern Dordogne auf Kupfertafel III. zu ersehen ist. Die kleinen Punkte *A* bezeichnen die Sandbänke, wo der Mascaret immer anfängt; auch die Sandbänke, welche der Strom in den einwärts gehenden Winkeln des Ufers, da, wo das Wasser zurück geht, abgesetzt hat; hauptsächlich an diesen Stellen rollt das Vorgebirge von Wasser mit seiner ganzen Wuth über die Bodensätze des Wassers hin. Die kleinen Striche *B* bedeuten die Stellen, wo der Mascaret auf die zweite Art, nämlich in Wellen, erscheint, und wo die Wellen desselben die ganze Breite des Stroms einnehmen. Die mit *C* bezeichneten hervor springenden Winkel des Ufers sind diese Stellen, wo der Mascaret das Ufer und zugleich seine anfängliche Gestalt verläßt, um sich über den ganzen Fluß zu verbreiten, in einer Menge ansehnlicher Wellen, die eine hinter der andern Strom

aufwärts laufen, so lange das Bett geradlinig bleibt. In den einwärts gehenden Winkeln des Ufers verschwinden diese Wellen, und der Mascaret erscheint wieder unter der ersten Gestalt.

Noch hat sich keiner der Bewohner dieser Gegend die Mühe genommen, dieses Schauspiel, das sie bei niedrigem Wasserstande täglich zwei Mal sehen, den Naturforschern im Detail bekannt zu machen, und mir ist niemand bekannt, der versucht hätte, diese Erscheinung zu erklären. Selbst Condamine thut das nicht, wiewohl aus seiner Erzählung erhellt, daß ein Naturforscher, wie er, die Ursache leicht entziffert haben würde, hätte er den Proroca länger und unter mehrern Umständen beobachtet.

Die erste Ursache dieser besondern Art von Fluth ist, wie ich glaube, dieselbe, welche allgemein die Fluth in Strömen hervor bringt; und wenn auf andern Strömen kein Mascaret oder Proroca wahrgenommen wird, so liegt das bloß an der eigenthümlichen Beschaffenheit, welche das Flußbett haben muß, wenn diese besondere Art von Fluth entstehen soll. Sie haben nicht Strom genug; oder das Wasser steht in ihnen nicht niedrig genug; oder die Fluth ist ihnen zu schwach; oder die ein- und auswärts springenden Winkel der Ufer sind nicht so beschaffen, wie es zum Mascaret nöthig ist. Ich möchte wetten, daß ich aus der Ansicht eines Plans des Flußbettes und der Sonden es voraus errathen wollte, ob in dem

Flüsse ein Mascaret Statt hat, oder nicht. Dafs wir nicht mehr Flüsse mit Mascaret kennen, liegt, wie ich glaube, allein an der Beschaffenheit des Flussbettes und an keiner Eigenthümlichkeit in der Ebbe und Fluth. In der Dordogne scheint mir die physikalische Ursache ganz einfach zu seyn. Auf dem Amazonenflusse waren es immer nur Verengerungen, in welchen Condamine den Prorocafah. In der Dordogne ist es anders. Auf ihrem ganzen Laufe hat sie kaum eine Enge; fast überall fließt sie sehr schnell, und hat nur wenig Tiefe, wie alle Ströme von schnellem Laufe. Sie macht viele Schlängelungen, und hat zwar wenig Inseln, aber in jedem einwärts gehenden Winkel findet sich eine Sandbank. Sie strömt dem *Bec-d'Ambes* in nordwestlicher Richtung zu, abgesehen von ihren Krümmungen; hier ergießt sie sich in die viel stärkere Garonne, und beide Ströme fließen dann vereint, ebenfalls in nordwestlicher Richtung, dem Meere zu, indem sie den schönen Meeresarm bilden, der unter dem Namen der *Gironde* bekannt ist. Das Wasser, das zur Fluthzeit durch diesen Meeresarm herauf kommt, strömt in gerader Richtung auf die Mündung der Dordogne zu, und dringt daselbst größten Theils in diesen Fluss ein, und nicht in die Garonne, deren Richtung von Bourdeaux ab nördlich ist. Die große Menge des Wassers, welche auf diese Art mit eintretender Fluth sich in die Dordogne drängt, erzeugt in ihr die Wirkung, welche Condamine von dem Ama-

zonenflusse anführt, wo die Fluth, statt anderwärts 6 Stunden lang zu steigen, in 1 oder 2 Minuten die größte Höhe erreicht. In der Dordogne erreicht indeß die Fluth, selbst zur Zeit des niedrigsten Wasserstandes, ihre größte Höhe keineswegs in so kurzer Zeit; die, wie ich glaube, von der Fluth über das Niveau angehobene, und fast in einem Augenblicke anrollende Wassermasse, vermehrt, wie es mir scheint, das Wasser in dem Flußbette nur um ihr Volumen, und so bald der Mascaret vorbei ist, der sehr schnell vorüber geht, sieht man das Wasser in diesen beiden Strömen eben so allmählich, als in den andern ansteigen.

Alles, was ich hier angeführt habe, scheint mir zu beweisen, daß der Mascaret der Dordogne von der in der Gironde herauf tretenden Fluth erzeugt wird, die sich in gerader Linie in die Dordogne ergießt. Da jener Meeresarm wenigstens sechs Mal breiter und viel tiefer als dieser Fluß ist, so führt er diesem bei ankommender Fluth plötzlich einen solchen Ueberfluß an Wasser zu, daß dieses darin auf einen Augenblick die Gestalt eines Vorgebirges von Wasser annehmen muß. Die physikalischen Ursachen des Mascarets sind also die große Masse Wasser, die bei der Fluth aus der Gironde in die Mündung der Dordogne tritt, und die Seichtigkeit der Dordogne; denn zur Zeit der Regen, und wenn der Strom nicht recht niedrig ist, sieht man den Mascaret nicht.

Diese Thatsachen zeigten, daß die Erscheinungen der Ebbe und Fluth in den Flüssen von denen im Meere verschieden sind. Die Fluth im Meere macht bloß eine Art von Damm aus, der dem Wasser des Flusses den freien Austritt versperrt; die Flüsse selbst aber erzeugen durch das Uebermaß ihres am Ausfließen verhinderten Wassers die mit der äußersten Geschwindigkeit ansteigenden Fluthen, welche man auf den großen Strömen bis auf außerordentliche Entfernungen wahrnimmt, da sie im Amazonenflusse über 500 bis 600 Lieues, und im Senegal fast eben so weit den Strom hinauf treten. Eben so denke ich mir den Mascaret und den Proroca, die also, unter dieser Voraussetzung, ganz dieselbe Ursache haben, als im Allgemeinen die Fluth in den Strömen.

IV.

BESCHREIBUNG

einer Meeressonde oder eines Bathometers, mit dem sich jede Tiefe des Meeres messen läßt;

von

A. VAN STIPRIAAN LUISCIUS,

Med. Dr. und Lector der Chemie zu Delft.

Dieses ist der Titel eines vor Kurzem erschienenen Werkes, welches der Verfasser allen Seemächten der policirten Welt zugeeignet, und über das Herr L'Évêque, Mitglied des Instituts und Examiner der Marine, der ersten Klasse des Instituts von reich einen Bericht erstattet hat, aus welchem ich Frankdas, was man hier findet, größten Theils ausziehe.

Es fehlt uns fast noch ganz an Kenntnissen über die Natur und Gestalt des Bettes der verschiedenen Meere. Unstreitig hat der Grund des Oceans eben so gut seine Gebirge, Ebenen und Thäler, als der sichtbare Theil der Erdoberfläche; wir können sie nur durch eine große Menge von Reihen von Versuchen über die Tiefe der Meere kennen lernen, zu denen die vereinte Bemühung mehrerer Nationen und die Unterstützung der Regierungen uns allein verhelfen können.

Man findet in einigen Reisebeschreibungen und in andern Schriften die vergeblichen Versuche erzählt, welche zu verschiedenen Zeiten gemacht worden sind, um die Tiefe des Meeres, wenn sie eine gewisse Grenze übersteigt, mit der Sonde zu erforschen. Es wird zwar gesagt, einige holländische Seefahrer hätten von den europäischen Küsten an bis auf die Bank von New-Foundland immerfort Grund gefunden; die nöthigen Nachweisungen fehlen aber hierüber. Auch der sel. Büache hatte an einigen der Hauptpunkte das Meer sondirt, und diese Sondirungen zugleich mit denen, welche er bei andern vorfand, in einer Karte neuer Art zusammen gestellt, auf die er sein System über diesen wichtigen Theil der Physik gründete; seine Arbeit ist aber von andern nicht fortgesetzt worden. Die größte Meerestiefe, welche man bis jetzt gemessen hat, ohne Grund zu finden, betrug 1200 Klafter; Borda redet von ihr. In der Reise des Kapitäns Phipps zum Nordpole findet man Sondirungen von 613 und 780 Klaftern; und ähnliche bei vielen andern.

Einige sind der Meinung gewesen, es liege mehr an der Art, wie man die Meerestiefe sondire, als an der Unergründlichkeit des Meeres selbst, daß man mit Sonden von solcher Länge keinen Grund gefunden habe. Unter andern Buffon, der sich darüber folgender Maffen äußert: „Um „die Tiefe des Meeres zu sondiren, dient gewöhnlich ein 30 bis 40 Pfund schweres Stück Blei,“

„das an einem dünnen Seile befestigt ist. Für
 „nicht allzu große Tiefen ist diese Vorrichtung
 „zweckmässig; bei sehr grossen Tiefen kann sie da-
 „gegen in Irrthum führen, und machen, dass man
 „da keinen Grund findet, wo man ihn doch finden
 „sollte. Denn da diese Schnur specifisch leichter
 „als das Wasser ist, so kommt man, wenn viel
 „Schnur abgewickelt ist, endlich dahin, dass das
 „Gewicht und die Schnur, zusammen genommen,
 „nicht mehr wiegen, als das Wasservolumen, wel-
 „ches sie aus der Stelle drücken. So bald das der
 „Fall ist, sinkt die Sonde nicht mehr, sondern
 „entfernt, in einerlei Tiefe schwimmend, sich
 „seitwärts. Man müsste sich daher eiserner Ket-
 „ten, oder anderer Körper, die specifisch schwe-
 „rer als Wasser sind, zu Sondirungen solcher Tie-
 „fen bedienen. Es ist sehr wahrscheinlich, dass
 „hierin der Grund liegt, dass Seefahrer an so vie-
 „len Orten im Meere keinen Grund gefunden ha-
 „ben.“ Auch Bouguer war Anfangs dieser Mei-
 „nung; er erkannte sie aber in der Folge als irrig.
 Hat nämlich die Schnur der Sonde sich mit Wasser
 durchzogen, so ist sie specifisch schwerer als das
 Meerwasser, und die Sonde hat dann immer ein
 bedeutend grösseres Gewicht, als ein gleich gro-
 sses Volumen Wasser; und eben aus diesem Ueber-
 schusse an specifischem Gewichte entspringt ein Theil
 der Schwierigkeiten bei dem Sondiren. Bouguer,
 der diese Schwierigkeiten sehr gut darstellt, hat
 einige Vorschläge gethan, um ihnen abzuheffen;

doch scheint ihm die Sache immer äusserst schwierig zu bleiben. Herr von Fleurieu schlug vor, die Schnur aus Pferdehaaren zu verfertigen, damit sie einerlei specifisches Gewicht mit dem Wasser habe, und immer nur das Gewicht des Bleies allein die Sonde herab ziehe. Doch auch dann würden noch die grössten Hindernisse bei Sondirungen in grosser Tiefe bestehen, dass nämlich die Schnur bald zu kurz ist, bald bei unruhigem Meere zerreißt.

Diese Schwierigkeiten hatten schon früher Naturforscher bestimmt, auf andere Einrichtungen zu denken, mit denen sich die grossen Tiefen des Meeres sicherer und leichter messen liessen. Alle von ihnen zu dem Ende in Vorschlag gebrachten *Bathometer* sind darin einander ähnlich, dass sie aus zwei Stücken bestehen, von denen das eine specifisch schwerer, das andere specifisch leichter als das Meerwasser ist; dass beide Stücke verbunden im Wasser sinken, bis sie auf dem Boden ankommen, hier aber sich von einander trennen; und dass dann das specifisch Leichtere zu der Oberfläche wieder herauf steigt, so wie ein Luftballon in der Atmosphäre aufwärts schwimmt. Diese *Bathometer* beruhen daher auf einerlei Princip, und weichen nur in der mehr oder weniger glücklichen Art der Ausführung von einander ab.

Der gelehrte und scharfsinnige Dr. Hooke scheint der erste gewesen zu seyn, der ein *Bathometer* dieser Art vorgeschlagen hat. Es bestand
aus

aus einer gut gefirniften hölzernen Kugel, mit einer gekrümmten Stahlfeder, an die ein Stück Blei, Eifen oder Stein, mittelst eines Hakens, gehängt wurde. Dieses Gewicht zog die Kugel mit herab; beim Aufstoßen auf den Boden lösete sich die Feder aus, und die Kugel flog wieder aufwärts. Man beobachtete mit einer Sekundenuhr die Zeit, welche bis zum Wiedererscheinen der Kugel hinging. Varenius hat in seiner Geographie eine kurze Beschreibung dieses Bathometers und das Detail der Versuche eingerückt, die damit zu Shernefs angestellt wurden. Nachmahls verbesserte der Dr. Hooke dieses Instrument, und versah es mit Flügeln nach Art der Windmühlen und mit Räderwerk, um den herabwärts oder heraufwärts durchlaufenen Weg zu messen. Man findet es beschrieben in seinen *Philosophical Experiments and Observations*, welche Derham 1726 zu London bekannt gemacht hat, unter der Ueberschrift: *Explorator profunditatis*. Rochon hat auf seiner Reise nach Ostindien von einem Bathometer Gebrauch gemacht, das dem ersten des Dr. Hooke ähnlich war, nur statt der Kugel eine Spindel hatte; seine Versuche mißlangen und er giebt davon die Ursache an *). Ein ähnliches Instrument wird

*) Dr. Hooke hatte diesen seinen ersten Vorschlag selbst als unbrauchbar verworfen, weil es nicht möglich ist, den Schwimmer in dem Augenblicke gewahr zu werden, wenn er aus dem Wasser wieder heraus taucht. Dafür theilte Dr. Hooke der Londner Societät im J. 1691 drei andere Vorschläge zu Bathometern und andern Instrumenten mit, Annal. d. Physik. B. 33. St. 4. J. 1809. St. 12. Ee

in den Schriften des Instituts zu Bologna von Martinelli beschrieben, und auch Saverien redet von demselben in seinem *Dictionnaire de Marine*. Die Fehler, welche dasselbe hat, giebt Dr. Desaguliers in seinem *Cours de Physique* an, und beschreibt darin mit grosser Umständlichkeit mehrere Bathometer von seiner und des Dr. Hales Erfindung, welche die Tiefe durch Compression der Luft messen sollten *); alles ist aber bloss

welche bestimmt waren, die Beschaffenheit des Meeres in grossen Tiefen kennen zu lernen. Im zweiten dieser seiner neuen Bathometer war die Kugel in senkrechter Richtung durchbohrt, und in dieser Höhlung eine Spindel wie in den Taschenuhren mit schief stehenden Flügeln angebracht, die durch eine Schraube ohne Ende Räderwerk und Zeiger umtrieb, so lange das Bathometer im Wasser herab sank. So bald das Gewicht sich ablösete, verschloß eine Feder die Höhlung durch eine Klappe, und das Räderwerk blieb beim Aufschwimmen des Instruments in Ruhe. Sein dritter und letzter Vorschlag zu einem *Explorator profunditatis, distantiae, abyssi*, wie er das Bathometer nennt, bilde ich hier auf Taf. IV, Fig. 2. ab. *AA* ist die gefirniste hölzerne Kugel, *D* der Schwimmer, und *FF*, *GG* sind zwei Odometer, von denen das eine beim Sinken, das andere, welches gerade umgekehrt gestellt ist, beim Aufwärtschwimmen des Instruments umgetrieben wird. An den federnden Haken *C* wird das Gewicht gehängt, welches das Bathometer mit herab zieht. *Gilbert.*

*) Auf diese Idee war schon Hooke gekommen, verliess sie aber, weil die Compression der Luft in dem Instrumente nur dann die Tiefe messen konnte, wenn man die Temperatur und die Beschaffenheit des Wassers dieser Tiefe kannte, und mit Sicherheit wufste, dafs das Wasser in sehr grossen Tiefen gar nicht comprimirt sey. Dagegen wollte sich Hooke dieser Vorrichtung als *Explorator Gravitationis* bedienen. *Gilbert.*

theoretisch, ohne daß irgend ein Versuch den Erfolg bewährt hätte.

In dem *Repertory of Arts and Manufactures*, Vol. II., findet man eine Erfindung eines Künstlers beschrieben, Namens Greenstreet, um das Meer zu sondiren, welche Aehnlichkeit mit dem letzten Explorator des Dr. Hooke hat. An ein langes Stück Holz wird ein Gewicht gehängt, welches das Instrument in das Wasser herab zieht; auf dem obern Ende des Holzes steht ein Schwimmer, der, wenn das Holz wieder herauf gekommen ist, zum Wasser heraus ragt; und in der Mitte des Holzstückes ist eine Art von Schenkel (*cuisse*) angebracht, in dem sich eine den Wegemeßern ähnliche Vorrichtung befindet. Diese besteht aus einer Spirale von Holz, welche von dem Wasser in die Runde getrieben wird, das durch den Schenkel und eine Seitenröhre hindurch strömt, während das Instrument zu Boden sinkt. Die Achse der Spirale endigt sich mit einer Schraube ohne Ende, die in das Räderwerk eingreift, und dieses ist mit Zeigern und Zifferblättern versehen, welche die Zahl der Umläufe der Spirale zählen. Beim Aufstoßen auf den Meeresboden wird ein Stift zwischen die Zähne des ersten Rades geschoben, und dadurch die fernere Bewegung gehemmt. Hierbei wird wesentlich erfordert, daß man durch viele Versuche das Räderwerk genau der Länge der Achse der Spirale (welche hier die Einheit des

Mafses ist) proportionirt habe; eine Sache, die sehr schwer zu erlangen ist.

Herr Luiscius beurtheilt dieses Instrument sehr umständlich, und zeigt, welche Vorzüge und welche Fehler es hat. Das Bathometer, welches er vorschlägt, beruht zwar auf einerlei Grundsätzen mit diesem, doch glaubt er es von den Fehlern des Greenstreet'schen befreiet und demselben eine grössere Vollkommenheit, als allen andern, gegeben zu haben. Ich will versuchen (sagt Herr L'Es v ê q u e), davon eine so deutliche Idee zu geben, als sich ohne Hülfe von Figuren thun läßt.

Das Instrument besteht aus einem Schwimmer (*bouée*, Boye), welche einen Erkennungs-Wimpel (*flamme de reconnaissance*) trägt, aus einem Odometer, und aus einem Gewichte, das entweder einfach und unbestimmt, oder zusammen gesetzt und von bestimmter Art ist. Die Vor-Sonde, mit welcher Hr. Luiscius vorläufig die scheinbare Tiefe und die Natur des Meergrundes, an der Stelle, wo sondirt werden soll, untersucht, um danach die Art des Gewichtes am Bathometer auszuwählen, besteht bloß aus einem Schwimmer mit seinem Erkennungs-Wimpel und aus einem einfachen Gewichte. Der Schwimmer ist ein hohler Cylinder aus starkem Kupferblech, der sich oben und unten konisch endigt. Durch die Spitze des untern Konus geht eine cylindrische Röhre; die Spitze des obern endigt sich mit einer Schraube,

an welcher der Wimpelftock (*la boîte du digon*) befestigt wird, der eine runde, senkrecht stehende, Scheibe und zuoberst den Wimpel oder die Fahne trägt. Das Gewicht besteht aus einem Cylinder, der sich unten in einem Knopfe endigt, und längs seiner Achse durchbohrt ist; durch die Achse geht ein eiserner Stab, an den unten eine kupferne Kugel angeschroben ist, und der sich oben wie eine Pike endigt. Dieser Stab bewirkt beim Auftossen auf den Grund des Meeres die Ablösung des Schwimmers von dem Gewichte, und hemmt zugleich den Odometer, durch einen Mechanismus, der sich ohne Figuren nicht verdeutlichen läßt, den man aber in dem Werke sehr umständlich beschrieben und in Zeichnungen dargestellt findet. Durch diesen Mechanismus, hauptsächlich unterscheidet sich das Bathometer des Hrn. Luiscius von den frühern Instrumenten dieser Art, und hierin übertrifft es sie durch Zuverlässigkeit der Wirkung. Die große Vor-Sonde des Verfassers entspricht in so weit ebenfalls dieser Beschreibung. Das Bathometer unterscheidet sich von ihr dadurch, daß es mit einem *Odometer* versehen ist, wie die ähnlichen Instrumente *Hook's* und *Greenstreet's*. Die Einrichtung der Wegemesser ist bekannt, daher hier von dem Odometer nicht mehr angeführt zu werden braucht, als daß Herr *Luiscius* vier kleine Flügel an der Spindel *Greenstreet's* Spirale vorzieht; daß er seine Odometer mit einem so genannten *Moderator* versieht,

V.

U e b e r

die Wiedererzeugung des Sauerstoffgas der atmosphärischen Luft.

E i n e V o r l e s u n g ,

gehalten in der naturhistorischen Gesellschaft in Hannover,

von

G. W. M U N C K E ,

Inspector am Georgianum.

Mein *System der atomistischen Physik*, welches bei den Gebrüdern Hahn hier selbst eben erschienen ist, enthält mehrere Gegenstände, die bis jetzt noch keinesweges ausgemacht sind, die ich aber erwähnen mußte, um dasjenige zu liefern, was der Titel verspricht, nämlich ein System. Weit entfernt, zu glauben, daß, mit der Zusammenstellung wahrscheinlicher Hypothesen alles geschehen sey, bin ich vielmehr überzeugt, daß noch vieles darin einer nähern Untersuchung bedarf, und ich sehe dieses dargelegte System nur als eine Grundlage an, auf die ich weiter bauen will, indem ich die Untersuchungen durch fleissiges Experimentiren so lange fortzusetzen denke, als Zeit und Umstände es erlauben werden.

Unter mehreren Fragen, die ich hier berührt habe, ist auch die sehr wichtige, über die Wie-

derersetzung des Sauerstoffgas der atmosphärischen Luft, welches täglich in unermesslicher Menge verbraucht wird, und nothwendig eine stets producirende, höchst ergiebige, Quelle haben muß, weil sonst der vorhandene Vorrath desselben bald verzehrt seyn. und damit alle Proceße des Lebens, Verbrennens, Säurens, und zahllose andere ein Ende nehmen würden. Schon lange glaubte man, daß die Pflanzen einen wohlthätigen Einfluß auf die Verbesserung der Luft hätten; allein nach einer großen Menge von Versuchen und nach oft wiederholten Forschungen ist das Urtheil endlich dahin ausgefallen, daß die Pflanzen der Atmosphäre überhaupt gar kein Sauerstoffgas, oder es wenigstens nicht in einer hierzu hinlänglichen Menge liefern. Es ist meine Absicht, den Gang der bisherigen Untersuchungen über diesen Gegenstand hier in der Kürze zu erzählen, damit man ihn besser übersehen, und den Standpunkt richtiger beurtheilen könne, auf welchem wir jetzt in dieser Untersuchung stehen.

Es war im Jahre 1774, als der durch seine eben so zahlreichen als glücklichen Experimente so berühmte Priestley die dephlogistisirte Luft entdeckte, das heist, eine Luft, die nach seiner Ansicht von Phlogiston frei, folglich dephlogistisirt oder rein, ist. Bald darauf fand er, daß die grünen Pflanzen diese nämliche Luftgattung entwickeln, und zwar durch die Einwirkung des Sonnenlichts oder auch des bloßen Tageslichts auf sie.

Nach seiner Darstellung *) ist die Vegetation das Mittel, wodurch die Pflanzen theils die im Wasser aufgelösete Luft verbessern, theils eine reine Luft hervorbringen; die Landpflanzen dienen auf diese Art zur Verbesserung der durch das Athmen der warmblütigen Thiere verdorbenen Luft, und die vielen Pflanzen in der See zur Dephlogistisirung der durch die Seethiere mit Phlogiston überladenen Luft; und in so fern dieses der Natur der Pflanzen angemessen ist, gedeihen sie am besten in mephitischen Gasarten, am schlechtesten im dephlogistisirten Gas, in welchem sie bald absterben. Priestley wurde nicht lange nachher auf die grüne Materie aufmerksam, die sich im stehenden Wasser erzeugt, über deren Beschaffenheit, ob sie vegetabilischer oder thierischer Natur sey, man sich lange gestritten hat, und er glaubte mit Recht zu bemerken, daß auch sie Sauerstoffgas entbinde.

Der erste, der ihm widersprach, war der berühmte Scheele, indem dieser behauptete und durch Versuche bewies, daß die Pflanzen, weit entfernt, die Luft zu verbessern, sie vielmehr verschlimmern, und zum Athmen unbrauchbarer machen. Priestley nahm daher im J. 1778 seine Versuche nochmals vor, beobachtete dasjenige, worauf ihn Scheele aufmerksam gemacht hatte, und gestand **), daß er sich in seiner Behauptung

*) S. Versuche und Beobachtungen über verschiedene Theile der Naturlehre. A. d. Fr. Wien u. Leipz. 1780 u. 1782. 8. M.

**) *Experiments on vegetables*, p. XXVIII. M.

geirrt habe. Zwar finde er noch immer, daß die Pflanzen die Luft verbessern, allein zu andern Zeiten finde er, daß sie dieselbe vielmehr verderben, und er könne sich in diese unbestimmte und schwankende Beschaffenheit der Vegetation nicht finden.

In den weitem Versuchen, die Priestley über diesen Gegenstand noch anstellen wollte, kam ihm Ingenhous zuvork, dem man eigentlich die Entdeckung des Satzes, daß die Pflanzen Sauerstoffgas aushauchen, beizulegen pflegt, weil er sich selbst für den Begründer desselben ausgiebt. Ingenhous behauptete zu Folge zahlreicher Versuche, daß die Pflanzen, und zwar bestimmt die grünen Theile derselben, so lange sie diese Farbe behalten, durch die Einwirkung des Sonnenlichts eine gewisse Menge reiner Luft aushauchen, im Schatten aber, oder bei Nacht, eine weit geringere Menge verdorbener Luft frei machen *).

Mit ihm zugleich trat Senebier auf, der mit heiliger Ehrfurcht an die Beobachtung der Natur ging, und mit echt-religiöser Bescheidenheit über die weisen Einrichtungen der Vorsehung zur Erhaltung der Welt urtheilte. Ihn hatte unter andern auch Bonnet auf diesen Gegenstand aufmerksam gemacht, der schon frühe den wohlthätigen Einfluß der Gewächse auf die Verbesserung

*) S. Versuche mit Pflanzen etc. A. d. Fr. von Scherer. 2. Aufl. Wien 1786—1790. Dessen vermischte Schriften, Th. I. S. 341. M.

der Luft behauptet, wenn gleich nicht erwiesen hatte *), da er im Jahre 1762 die Entdeckungen der neuern Chemie nicht ahnden konnte. Senebier zeigte bei dieser seiner Forschung einen unermüdeten Eifer und eine seltene Beharrlichkeit, und da durch seine zahlreichen und genauen Versuche eigentlich alles erschöpft ist, was man nach der damaligen Zeit fordern konnte, so will ich die hauptsächlichsten Resultate seiner Untersuchungen hier in der Kürze zusammen stellen **).

A. Senebier sperrte verschiedene Theile der Pflanzen unter Wasser, und fand: 1) daß alle grünen Theile derselben, als die Blätter und deren Zellgewebe, die grüne Rinde, die Kelche, die grüne Hülle der Blumenknospen, die grünen Blütenblätter der Weisbuche, die noch jungen grünen Früchte, die grünen Samen und Schoten, reine Luft geben I, 79; 2) daß die Entwicklung der reinen Luft stärker ist, wenn die Blätter noch an den Stängeln sitzen I, 53; imgleichen wenn das Blatt noch in seiner vollen Vegetation ist I, 141; und daß sie bis in den Herbst dauert I, 86; — 3) daß die harzreichsten Blätter I, 151. und die saftigsten Pflanzen am meisten reine Luft geben; — 4) daß die Entwicklung dieser Luft im Zellgewebe der Pflanzen geschieht I, 68; — und 5) daß verblichene und verdorrete, imgleichen bleich-

*) Bonnet über den Nutzen der Blätter bei Pflanzen. A. d. Fr. Nürnberg. 1762. 4. M.

**) Physikalisch-chemische Abhandlungen. A. d. Fr. Leipzig 1785. 4 Bde. 8. M.

füchtige Pflanzen und Pflanzentheile, die nicht mehr vegetiren, keine Luft entwickeln I, 68; II, 78.

B. Darauf sperrte er Pflanzentheile in verschiedenes gefäuertes Wasser, und fand: 1) daß die Pflanzen überhaupt mehr Luft in gemeinem Wasser, als in ausgekochtem oder destillirtem, entwickeln, und daß in letzterm in der Regel gar keine Luft-Entwicklung Statt findet; — 2) daß die Entwicklung stärker ist, wenn das Wasser mit Koblenensäure imprägnirt ist; — 3) daß eine noch stärkere Entbindung der reinen Luft in schwach gefäuertem Wasser Statt findet, voraus gesetzt, daß die Säuerung nicht stark genug ist, um die Pflanzen zu zerstören; — und endlich 4) daß die Wirkung durch die Verbindung der beiden letzten Mittel noch erhöht wird, hauptsächlich weil die Säuren die in Wasser aufgelöseten kohlenfauren Salze zerlegen, und den Pflanzen Kohlenstoffsäure zuführen.

Nach allen diesen Versuchen zerlegen also eigentlich die grünen Pflanzenblätter die damahls so genannte fixe Luft mit Hülfe der Vegetation, indem sie das Brennbare dieser Luft sich aneignen, und die reine Luft, die ihnen nichts nützt, freilassen. Wenn daher auch Senebier gleich im Anfange annahm, daß das Licht selbst in die Pflanzen übergehe, und sein Phlogiston an dieselben absetze, so kam er doch zuletzt eigentlich dahin, daß die Verbesserung der Luft durch Vege-

tation in nichts anderm, als darin bestehe, daß die Pflanzen die fixe Luft zerlegen.

Ingenhous, der während dieser Zeit seine Untersuchungen fortsetzte, behauptete dagegen *), die Umwandlung der fixen Luft sey keineswegs Bedingung des Processes, sondern die Entbindung des Sauerstoffgas gehe auch ohne fixe Luft sehr gut von Statten.

C. Senebier dehnte seine Versuche auch dahin aus, daß er auf die unter Wasser gesperrten Pflanzentheile farbiges Licht fallen liefs, wobei er fand, daß sie in violetten Strahlen verhältnißmäßig am wenigsten Luft entbinden, I, 154; obwohl auf der andern Seite der violette Strahl die Blätter dunkler grün färbt, als selbst der weisse, II, 99.

D: Eine Menge anderer Versuche belehrten diesen beharrlichen Forscher, daß die Pflanzen in geräumigen Glocken und in phlogistischer Luft gut fort kommen, I, 120, und diese Luft verbessern, und daß sie Wasserstoffgas in Knallluft verwandeln, I, 122. Bleichfüchtige Blätter, die der Sonne ausgesetzt sind, sterben nach seiner Beobachtung wegen zu starker Ausdünstung ab, II, 49; und wenn gleich die grünen Blätter im Finstern nicht vergelben, so fallen sie doch ab, II, 40. Endlich wollte er auch gefunden haben, daß Blätter in Luft, die durch Schwefelleber phlogistisch gemacht war, grün wurden, II, 65; fand indess dieses Resultat

*) S. dessen vermischte Schriften, Wien 1784. B. I. M.

nicht constant, vielmehr fiel es bei den verschiedenen Versuchen ganz verschieden aus.

So schätzbar auch diese Versuche an sich sind, und so hoch man den unermüdeten Fleiß und die pünktliche Genauigkeit achten muß, womit sie angestellt wurden, so wenig ergiebig sind die Resultate, welche sie liefern, zur Beantwortung der hier untersuchten Frage. Nehmen wir nämlich an, daß die ganze Wirksamkeit der Pflanzen darin besteht, das kohlenfaure Gas zu zerlegen, und die darin enthaltene reine Luft darzustellen, so reicht die dadurch gelieferte Quantität Sauerstoffgas zum Ersatze dessen, was täglich verbraucht wird, keineswegs hin. Denn wenn gleich nach den genauen, von Davy angestellten, Versuchen *) in einer Minute durch das Athmen eines Menschen der Atmosphäre 31,6 Kub. Zoll Sauerstoffgas entzogen, dagegen aber 26,6 Kub. Zoll Kohlenäure erzeugt werden, so sieht man leicht ein, daß, dieser beträchtlichen Quantität des stets producirten kohlenfauren Gas ungeachtet, die wieder erzeugte Menge Sauerstoffgas, wenn auch alle Menge Kohlenäure sofort durch die Pflanzen wieder zerlegt würde, nicht einmahl zum Athmen der lebenden Geschöpfe hinreichend wäre. Die schwierige Frage ist also damit gar nicht beantwortet. Ueber diels ist die ganze Ansicht durch die Gründung der antiphlogistischen Chemie so vollkommen verändert, und die Consumption des Sauerstoffgas zum

*) Gilbert Annalen d. Physik. B. 19, S. 306.

Verbrennen des Wasserstoffgas, zur Bildung der Säuren und zu andern Verbindungen in so ungeheurer Menge erwiesen, daß damit der Einfluß der Senebier'schen Versuche auf die Beantwortung der Frage, durch die sie veranlaßt wurden, beträchtlich schwindet.

Ingenhous zeigte sich auch damals noch als einen hartnäckigen Gegner der Behauptung, daß die Pflanzen die Kohlensäure zerlegen, und Senebier mußte sie aufs neue gegen ihn, theils durch ältere, theils durch neuere Versuche vertheidigen *). Ingenhous stellte ihm indess wieder eine Reihe von Beobachtungen entgegen **), aus denen er die Folgerung zog, daß die Kohlensäure den Pflanzen keineswegs zur Entwicklung der Lebensluft nothwendig sey, sondern daß diese auch an sich von den Pflanzen entwickelt werde, wenn gleich die Zerlegung des kohlenfauren Gas durch die Pflanzen, als ein für sich bestehender Proceß, nicht geleugnet werden könne.

Der Gegenstand hatte zu viel Interesse, als daß nicht auch andere ihm ihre Aufmerksamkeit hätten widmen sollen. Der Graf Rumford entdeckte dabei im J. 1787 eine seltsame Erscheinung. Er verfuhr genau so, wie Senebier, Priestley und Ingenhous mit Pflanzentheilen verfahren hatten, mit

*) *Nouvelles expériences sur l'action de la lumière solaire pour la végétation*, Genev. 1788.; im gleichen *physiologie végétale*, in d. *encyclopédie méthodique*, 1791. M.

**) *Vermischte Schriften*, Th. II. M.

mit andern faferigen Körpern, mit Wolle, Seide, Baumwolle und Glasfäden, sperrte sie unter Wasser in Glasglocken, stellte diese an das Tageslicht, und fand, daß auch durch sie eine verbesserte Luft entwickelt wurde. Dieser Versuch schien die ganze Theorie mit einem Mahle über den Haufen zu werfen. Bei öfterer Wiederholung fand man indess, daß die entbundene Luft in diesem Falle weder so rein war, noch in solcher Menge geliefert wurde, als durch die Pflanzentheile. Die Vertheidiger der Priestley'schen Versuche erklärten die widersprechenden Rumford'schen Versuche daraus, daß die entbundene Luft entweder den faferigen Körpern mechanisch adhärirt habe, oder daß sie durch dieses Mittel aus dem Wasser entwickelt sey, auf eine Weise und durch Ursachen, die sie nicht genauer zu bestimmen wußten.

Haffenfratz *) erhob gegen die Behauptung, daß die Kohlensäure durch die Pflanzen zerlegt werde, einige Zweifel, in denen er den Process selbst als unmöglich erweisen wollte. Er stellte hauptsächlich folgende drei Gegengründe auf: *Erstens*, die in kohlenfaurem Wasser aufgezogenen Pflanzen haben nicht mehr Kohlenstoff bei der Analyse, als solche, die in gewöhnlichem Wasser vegetirt haben. Wenn *zweitens* die Kohlensäure zerlegt würde, so müßte zur Bildung des Sauerstoffgas eine große Menge Wärme verwandt, dieser Wärmestoff also den Umgebungen entzogen

*) *Annal. de chimie*, XIII, p. 318. und XIV, p. 29. M.
Annal. d. Physik. B. 33. St. 4. J. 1809. St. 12. Ff

werden, und hier müßte daher eine ganz ungewöhnliche Kälte entstehen. (Er dachte sich hierbei, wie Gren richtig bemerkt, den durch Zerlegung der Kohlen Säure vorgehenden Gasentwicklungsproceß ganz entgegen gesetzt dem Proceß der Erzeugung des kohlen sauren Gas durch Verbrennen der Kohle.) *Drittens* bemerke man nicht, daß die atmosphärische Luft durch eine in derselben gesperrte Pflanze vermehrt werde.

Diesen allerdings scharffinnigen Einwürfen begegnete Senebier *), und widerlegte sie durch folgende Gegengründe. *Erstens*, der Antheil Kohlenstoff in einer der Analyse unterworfenen Pflanze ist überhaupt so geringe, daß es unmöglich ist, zu entscheiden, in welchem von zwei verglichenen Exemplaren mehr oder weniger davon enthalten ist. Stellte man inzwischen die Analyse mit vollkommener Genauigkeit an, so würde man allerdings eine größere Menge Kohlenstoff in denjenigen Pflanzen entdecken, die in kohlen saurem Wasser gewachsen sind, schon desswegen, weil man doch sonst nothwendig nachweisen müßte, wo die zerlegte Kohlen Säure geblieben sey. — Wenn man *zweitens* bei der Entwicklung des Sauerstoffgas durch die Vegetation keine Verminderung der Temperatur wahrnimmt, so liegt hierin gar kein Gegenbeweis. Eines Theils kann man nämlich unmöglich die Summe des zu- und ausströmenden Wärmestoffs genau messen, andern Theils entbin-

*) *Journal de Physique*, XLI. und Gren n. J. I, p. 229. M.

det blofs das Sonnenlicht Sauerstoffgas aus den Pflanzen, welches zwar nicht Wärme selbst, aber doch so genau damit verwandt ist, dafs es dieselbe sehr gut erregen kann. — *Drittens* wird zwar die Luft, in welcher eine Pflanze gesperrt ist, nicht vermehrt, allein eben so unleugbar werden mephitische Gasarten durch eine Pflanze verbessert; mithin kann die Erzeugung der Lebensluft durch vegetirende Pflanzen, und zwar aus Zerlegung der Kohlen säure, die durch unzählige Thatfachen erwiesen ist, nicht geleugnet werden.

Girtanner *) verwebte damals diese Untersuchung in dem von ihm aufgestellten, in Deutschland noch neuen, Systeme der antiphlogistischen Chemie. Sein Hauptsatz ist, dafs die Pflanzen die grofse Menge des stets erzeugten kohlen sauren Gas zersetzen. Während der Vegetation nämlich zerlegen sie nach ihm das Wasser und die Kohlen säure; sie verbinden mit sich den Wasserstoff und den Kohlenstoff, so wie auch eine kleine Menge Sauerstoff, der grösste Theil des entwickelten Sauerstoffs geht aber als Gas in die Atmosphäre zurück. Auf eine Entscheidung des Streits zwischen Senebier und Ingenhous läfst sich Girtanner nicht ein; seine Angaben sind daher schwankend, da sie sich auf die Erklärungen beider beziehen. Er behauptet, dafs beim Keimen der Pflanzen das Sauerstoffgas in Kohlen säure verwandelt werde,

*) S. Anfangsgründe der antiphlogist. Chemie. Berlin 1792, p. 266.

und daß Sauerstoffgas zum Wachsthum der Pflanzen unentbehrlich sey; daß die Pflanzen jederzeit, und unter allen Umständen, im Finstern kohlenfaures Gas aushauchen, imgleichen daß die Pflanzen, wie die Thiere, im Sauerstoffgas länger leben. Endlich zerlegen auch die Pflanzen nach ihm am Sonnenlichte das Wasser, wobei der Wasserstoff sich mit dem Kohlenstoffe zu Bestandtheilen der Pflanzen verbindet, daher ohne Wasser und kohlenfaures Gas, die sich wechselseitig während der Vegetation zerlegen, gar keine Vegetation möglich sey, u. s. w.

Herr von Humboldt trat im Ganzen der Theorie bei, die Ingenhous und Senebier gegeben hatten, und stellte den Satz auf, daß die Pflanzen durch den Reiz des Lichts (und auch des Wasserstoffgas) angetrieben würden, Sauerstoffgas auszuhauen *). Die grüne Farbe der Pflanzen ist etwas ihrer natürlichen Beschaffenheit Eigenthümliches, und eine Folge der Verbindung des Wasserstoffes und Kohlenstoffes. Der Reiz des Lichts entzieht ihnen den Sauerstoff, und wenn der Gehalt desselben ihnen nicht entzogen wird, so werden sie bleich. Daher hauchen sie am Tageslichte Sauerstoffgas, und bei Nacht, wie die Thiere, kohlenfaures Gas aus **).

Dieser große Naturforscher lieferte bald darauf einen nicht unbedeutenden Beitrag zur Ent-

*) Aphorismen über Pflanzen, a. d. L. übersetzt von Fischer. Leipz. 1794. p. 91. M.

**) *Ann. de chim.* 1793. p. 108. M.

scheidung der streitigen Frage *). Er beobachtete, daß die Rasenstücke in den Bergwerken oft Monathe lang grün bleiben, und zugleich entdeckte er einige Pflanzen, die in 200 bis 300 Ellen Teufe keimten und Blätter trieben, wenn gleich etwas blasser, als auf der Oberfläche der Erde, ja dort sogar auch blüheten: *lichen verticillatus* und *lichen filamentosus*. Auch einige Pflanzen, welche Hr. von Humboldt zur genauern Prüfung in einen Stollen brachte, behielten die grüne Farbe, und vegetirten fort, so wie auch gesäete Köhlsamen und Erbsen aufliessen, und etwas, wenn gleich unvollkommen, vegetirten. Aus diesen Versuchen, die der scharfsinnige Verfasser mit den ausführlicheren der HH. Ingenhous und Senebier in Verbindung bringen wollte, zog er die Folgerung, daß die Pflanzen am Tageslichte Lebensluft aushauchen, am meisten die harzreichen Vegetabilien, so lange sie ihren gesunden Zustand durch die grüne Farbe anzeigen. Die Ursache liege in einer Verwandtschaft des Lichtstoffes zum Sauerstoffe, wie dieses an dem Einflusse desselben auf das Hornsilber sichtbar sey. Ausserdem wirken nach ähnlichen Gesetzen der Verwandtschaft, ihm zu Folge, auch das Stickgas und das Wasserstoffgas, und entlocken den Pflanzen Sauerstoffgas, wie indirect durch die Vegetation der Pflanzen in Gegenden, wo böse Wetter angetroffen werden, und direct durch Versuche bei Senebier und Ingenhous bewie-

*) Gren's Journ. d. Phys. Th. 5. p. 195.

fen werde. Uebrigens will er nicht, wie Senebier im Anfange, eine wirkliche Verbindung des Lichts mit den Bestandtheilen der Pflanzen gestatten, sondern sieht dasselbe bloß als Reizmittel an.

Ganz nach den Grundsätzen der phlogistischen Chemie deutete Gren *) die durch unleugbare Versuche bewährten Thatfachen, und meinte, daß Dammerde, Wasser, atmosphärische Luft und Licht, ein jedes seinen Theil zur Bildung der Pflanzen hergebe, nämlich Brennstoff, kohlenfaure Grundlage, Hydrogen, Grundlage der Lebensluft und Azote; kohlenfaures Gas aber und Wasser, welches die Pflanzen im Dunkeln einsaugen, werde von ihnen unzerlegt wieder gegeben. Daß das Licht hierbei bloß als Reizmittel dienen solle, will er nicht zugeben, weil die einmahl gebildete Luft ihrer Natur nach auch ohne dieses Mittel frei werden könne. Vielmehr wirke das Licht als zusammen gesetztes Wesen, indem durch gegenseitige Wahlverwandtschaft das Phlogiston des Lichts sich mit dem Kohlenstoffe der Pflanzen verbinde, und die Basis der Lebensluft entlasse, die nunmehr mit dem Wärmestoffe des Lichts in Verbindung trete, und Sauerstoffgas bilde.

Herr Scherer **) widersprach dieser Theorie als ganz unzulässig. Man kann nach ihm nicht annehmen, daß sich das Licht mit den Pflanzen

*) Systematisches Handbuch der Chemie. Th. II. §§. 1385. 1388, 1389. M.

**) Nachträge zu den Grundsätzen der neueren Chemie. Jena 1796. M.

verbindet, oder als materielles Wesen eine Einwirkung auf dieselben äussert. Die hierüber angestellten Versuche sind nicht hinlänglich; denn theils hat man auf die umgebenden Media und deren Einfluss nicht gehörige Rücksicht genommen, theils haben andere Versuche, namentlich die oben erwähnten Humboldt'schen, gezeigt, dass dieselbe Wirkung auch ohne Licht Statt findet, die man allein dem Lichte zuschreiben will. Endlich scheine vorzüglich die Wärme diejenigen Wirkungen bei den Pflanzen hervor zu bringen, die man gewöhnlich dem Lichte beimisst. Er leugnet also die Entbindung des Sauerstoffgas aus den Pflanzen nicht, allein er glaubt, dass der in den Pflanzen enthaltene Sauerstoff durch die Wärme im Sonnenscheine die erforderliche Expansion erhalte, und frei werde. Geschieht dieses nicht, so bleibt er in den Pflanzen, und färbt die natürliche Farbe derselben weiss.

Zuletzt sah Gren selbst ein, dass die Lehre vom Brennstoffe, die er so lange und so beharrlich vertheidigt hatte, doch nicht haltbar sey, und er stellte daher eine etwas veränderte Ansicht auf *). Es giebt, sagt er, keinen Körper, der das Wasser durch Anziehung des Wasserstoffs zerlegt, ausser die Pflanzen, die im Sonnenlichte das Wasser zerlegen, den Wasserstoff sich aneignen, und den Sauerstoff frei machen, wie man dieses durch eine, unter Wasser gesperrte, in demselben etwas aus-

*) Grundriss der Naturlehre. Halle 1797. 8. S. 927 ff. M.

dauernde, Pflanze beobachten kann. Im Uebrigen beruft er sich auf die von Ingenhous und Senebier angestellten Versuche.

Von dieser Zeit an beschäftigte man sich in Deutschland mit höhern Speculationen, während dieser Gegenstand im Auslande noch weiter verfolgt wurde. Die gesammten Wirkungen des Lichts und seinen Einfluss auf die Vegetation umfaßt die Ansicht, die Humphry Davy aufstellte, die er aber selbst nachher wieder verlassen zu haben scheint, um erst die verborgenen Operationen der Natur im Einzelnen kennen zu lernen. Nach ihm *) sind die Land- und See-Vegetabilien die Quelle des immer wieder erzeugten Sauerstoffgas, und zwar hauptsächlich dadurch, daß sie mit Hülfe des Tageslichts das Wasser zersetzen. Einige Pflanzen zersetzen auch das in der Atmosphäre und im Ocean erzeugte Stickgas, um hiermit das Gleichgewicht beständig wieder herzustellen.

Noch ein Mahl wurde die ganze Pflanzenphysiologie untersucht, und alles dasjenige zusammen gestellt, was durch eigene und fremde Versuche ausgemacht schien von Senebier **), der in seinem thätigen Leben so viel für diesen Gegenstand gethan hatte. Hier erklärte er sich für die Zerset-

*) *Essay on Heat, Light and the combinations of Light.* 1799. Da ich nur den Auszug bei Gilbert, XII, p. 574. kenne, so sind mir seine Versuche unbekannt. M.

**) *Physiologie vegetale*, 5 vol. 8. Geneve, chez Paschaud. Im 51. Bande des *Journal de Physique*, p. 354. giebt De-candolle Nachricht davon. M.

zung des Wassers in den Pflanzen, wegen des Uebermaßes von Wasserstoff, den wir bei ihnen finden. Auch hatte er die Erfahrung gemacht, daß keimende Erbsen Wasserstoffgas frei machen, wodurch die Zersetzung des Wassers durch Pflanzen erwiesen sey, wenn man gleich die Art und Weise, wie dieser Proceß vor sich geht, nicht auffinden könne. Die verschiedenen Produkte an Gas, die er erhielt, machten ihn nun aber über die Verbesserung der Luft durch dieses Mittel irre; die aufgestellte Hypothese, die bei den Meisten schon für unumstößliche Thatfache galt, verlor somit ihre hauptsächlichste Stütze. Inzwischen blieb Senebier auch hier bei seiner früheren, auf zahllose Versuche gebaueten, Theorie von der Zerlegung des kohlensauren Gas, welches im Wasser aufgelöst ist durch die darin befindlichen Pflanzen. Diese Behauptung wird auch schwerlich jemals ernstlich bestritten werden, so wie überhaupt die zerlegende Kraft der Pflanzen und ihr Bestreben, diejenigen Stoffe an sich zu ziehen, die im Wasser aufgelöst sind, durch die genauen Versuche der HH. Hoffmann *) und Trommsdorff **) als erwiesen angesehen werden könne.

Wenn gleich die schätzbaren Versuche des Herrn Decandolle, die er in zwei Kellern des Museums *d'histoire naturelle* anstellte ***) ; zur

*) Gren J. d. Phys. III, p. 10 ff. **) Ebd. VII, p. 27 ff.

***) *Journal de Physique*, Vol. 52, p. 124. (Gilbert's Ann. B. 14, S. 354.) Ebend. Vol. 48. p. 155 ff. finden sich auch die 5 Mémoires von Senebier über die grüne Materie,

Entscheidung der hier aufgeworfenen Frage eigentlich nicht viel beitragen, so sind sie doch allerdings wegen ihres nahen Zusammenhanges mit dem vorliegenden Gegenstande einer kurzen Erwähnung werth. Es ergab sich aus demselben, daß das Licht von 54 gewöhnlichen Lichtern allerdings die Kraft hat, die aus dem Samen sprossenden Gewächse grün zu färben, wenn gleich blasser, als das Tageslicht, daß aber eine Entwicklung des Wasserstoffgas gar nicht, oder nur in unbedeutend geringer Menge Statt findet; denn als das entbundene Gas von Vauquelin untersucht wurde, enthielt es nur 0,02 Sauerstoffgas.

Noch ein Mahl wurde die Sache von drei gewiegten Männern vorgenommen, deren Entscheidung das Urtheil der gelehrten Welt endlich bestimmt hat. James Woodhouse in Pensylvanien wiederholte die von ihm angestellten Versuche mit aller erforderlichen Genauigkeit und lieferte davon einen sehr gehaltreichen Bericht *). Nach seinen Schlüssen ist die Behauptung, daß die Vegetation die Luft verbessere, ganz ungegründet, weil man zwar Sauerstoffgas erhält, dieses aber sehr mit Kohlensäure verunreinigt, und überdem die Quantität desselben so geringe ist, daß dieselbe unmöglich den beständig verzehrt werdenden Antheil ersetzen kann. Die Idee vieler Naturforscher, daß

die zwar keine neuen Thatfachen enthalten, aus denen aber hervor geht, daß der Verfasser seinen frühern Grund-
fützen getreu blieb. M.

*) S. Nicholson's Journal, 1802. p. 150. Gilbert's Annual. B. 14. p. 348. M.

das entbundene Sauerstoffgas ein Bestandtheil des zerlegten Wassers sey, verwirft er gänzlich, weil die Pflanzenblätter im reinen Wasser kein Sauerstoffgas aushauchen. Dagegen behauptet er aber, daß der Antheil kohlenfaures Gas, welchen die Pflanzen entwickeln, nicht aus ihnen als ein eigenthümliches Produkt erhalten werde, sondern dadurch entstehe, daß der Kohlenstoff der verwelkenden Blätter mit dem Sauerstoffgas der atmosphärischen Luft zur Bildung der Kohlen Säure zusammen tritt.

Schon früher, als dieses bekannt wurde, nämlich im J. 1799, gab Spallanzani in einem Briefe an Giobert *) eine vorläufige kurze Nachricht von den Resultaten, die eine Wiederholung der Versuche Senebiers und Ingenhous's ihm geliefert hatte. Im Ganzen stimmte er dem erstern bei, und fand durch Vergleichung, daß Pflanzen, in bloßer atmosphärischer Luft gesperrt, mehr Sauerstoffgas geben, als wenn die Blätter unter Wasser versucht werden. Indess fand er gleichfalls, daß die Quantität des erhaltenen Gas nur geringe ist, und daß die Pflanzen bei Nacht und im Schatten, so wie die Blumen überhaupt, eben so viel Luft wieder verderben, als die erstern am Sonnenlichte verbessern, daß also hierdurch kein Ueberschuß an Sauerstoffgas entstehen kann. Zugleich versprach er ein neues Memoire, worin er untersuchen wollte, ob die Vegetabilien die Kohlen Säure zerlegen. Allein sein bald nachher erfolgter Tod hat manche seiner

*) *Journ. de Phys.* Vol. 48. p. 135 — 141.

Arbeiten unterbrochen, und es ist mir unbekannt, ob dieses versprochene Memoire wirklich erschienen ist.

Ganz übereinstimmend mit diesem Urtheile ist ein anderes, welches er als Folge seiner ausführlichen Untersuchungen über Respiration *) aufstellte. Er hatte nämlich die Consumtion des Sauerstoffgas nicht bloß durch die Lunge, sondern auch durch die Oberfläche des Körpers, und selbst bei todten Insecten Statt habend gefunden, und schloß daher, daß zur Wiederersetzung derselben die durch Senebier entdeckte Wiederherstellung des Sauerstoffgas durch Pflanzen nicht hinreichende, daher er eine Folgerung macht, deren Grund und weitere Ausführung ich gern kennen möchte: *Weil sich nichts in der Natur verliert, sagt er, und die Consumtion der Lebensluft durch die Thiere so außerordentlich stark ist, so müssen diese selbst in sich das Mittel zum Wiedersatz enthalten.*

Auch Theodor von Saussure (der Jüngere) **) tritt im Ganzen der Meinung, die Woodhouse, Spallanzani, und Senebier zuletzt aufgestellt hatten, bei. Er wiederholte zuerst die ältern Versuche mit einiger Abänderung, indem er, um jeden Irrthum zu vermeiden, lebende Pflanzen über Quecksilber sperrte, über welchem eine dünne Schicht Wasser stand. Die Pflanzen standen in kleinen Gefäßen, deren wenig Wasser nicht im Stan-

*) Lazare Spallanzani *Memoires sur la respiration, traduits par J. Senebier*. Genev. an XI. M.

**) *Recherches chimiques sur la vegetation*, Par. an XII. Daraus ein Auszug im *Journal de Phys.* vol. 58. p. 393. chap. 3. und in *Gilbert's Ann.* B. 18. S. 208. M.

de war, das durch die Pflanzen entbundene kohlenfaure Gas in gleicher Quantität zu verschlucken, als das reichliche Sperrwasser, dessen man sich früherhin bedient hatte. So erhielt er also die ganze Summe der entwickelten Gasarten fast ohne einigen Verlust. Das Resultat seiner zahlreichen Versuche geht dahin, daß die grünen Pflanzen am Sonnenlichte nur so viel Sauerstoffgas aushauchen, als sie im Schatten einziehen, daß die Blumen hauptsächlich, und andere nicht grüne Theile der Pflanzen, Stickgas entbinden, daß aber die grünen Theile allerdings das kohlenfaure Gas zerlegen. Zugleich entging ihm die interessante Bemerkung nicht, daß diejenigen Blätter, die, ohne zu leiden, am längsten in einer sehr feuchten Temperatur aushalten können, am reinsten, am längsten, und am meisten Sauerstoffgas geben. Auch nach seinen Beobachtungen ist die Quantität des entbundenen Sauerstoffgas im Anfange größer, als nachher, und die Entwicklung des Stickgas, welches alle Pflanzen, jedoch nur im Sonnenlichte und in geringer Quantität, geben, tritt erst dann ein, wenn die Blätter mit dem Sauerstoffgas in Berührung treten, und die Vegetation matter wird. Eine Zerlegung des Wassers verwirft er gänzlich, jedoch wird das Wasser von ihnen solidificirt, indem sie sich den Wasserstoff und den Sauerstoff desselben aneignen, wovon der letztere erst nach dem Tode der Pflanzen von ihnen verloren werden kann.

So viele genaue und auf so mannigfaltige Weise von den gewiegtesten Männern angestellte Versu-

che lassen keinen Zweifel an der Richtigkeit der Thatfachen übrig, die das Resultat ihrer beharrlichen Bemühungen sind. Inzwischen gehört nichts desto weniger die Frage, zu deren Beantwortung sie vorzüglich diesen Gegenstand untersucht hatten, zu den interessantesten Materien, womit sich der Physiker beschäftigen kann, und es muß einem jeden, welcher an den Fortschritten der Wissenschaften und an den Entdeckungen im Gebiete der Physik Theil nimmt, daran gelegen seyn, daß eine Frage beantwortet werde, die von so großer Wichtigkeit ist. Eben darum hat die Harlemer kön. Gesellschaft der Wissenschaften durch einen Preis zur Beantwortung derselben aufgefordert. Die Frage ist von ihr folgender Maßen gestellt: *) „Da die „Versuche und Beobachtungen der Physiker in „den neuesten Zeiten gezeigt haben, daß die „Menge von Sauerstoffgas, welches die Pflanzen aushauchen, keineswegs hinreicht, um der „Atmosphäre alles Sauerstoffgas wieder zu ersetzen, das durch Athmen der Thiere, durch „Verbrennen, Abforbiren u. s. w. verzehrt wird: so „fragt man, durch welche andere Wege das Gleichgewicht zwischen den Bestandtheilen der Atmosphäre erhalten wird.“

Ob diese Frage wird beantwortet werden, wie, und von wem, dieses muß die Zeit lehren. Ich will inzwischen versuchen, meine eigne Ansichten über diese interessante Materie zu entwickeln.

*) Gilbert's Ann. B. 32, S. 355.

VI.

B E R I C H T

über eine vorgebliche Entdeckung des Hrn. Winterl, Professors der Chemie zu Pesth;

abgestattet der ersten Klasse des Instituts
von

FOURCROY, GUYTON MORVEAU, BERTHOLLET
und VAUQUELIN.

Frei übersetzt von Gilbert.*),

Als vor einigen Jahren Herr Winterl sein Werk über die vorgebliche Substanz, welche er *Andronia* nennt, dem Institute vorgelegt, und die erste Klasse desselben Herrn Guyton einen Bericht über dieses Werk aufgetragen hatte, waren einige Hauptversuche des Verfassers von Herrn Guy-

*) Was man seit so langer Zeit umsonst von denen erwartet hat, welche unter uns die Lobpreiser und Verbreiter der so genannten Winterl'schen Chemie gemacht haben, eine Prüfung der Haupt-Entdeckungen des Hrn. Prof. Winterl *durch Versuche*; — das erhalten wir hier endlich aus der Hand der verdientesten französischen Chemiker. Möge jeder, der über die Natur philosophiren will, die Aeufserungen wohl erwägen, welche er hier über eine von manchen hoch gefeierte Unternehmung dieser Art findet. Möge man aber auch im Auslande den Geist nicht für den allgemein verbreiteten in Deutschland halten, von welchem hier einige Probestücke gegeben werden, und der sich in mehreren von denen Deutschen, die sich den pariser Gelehrten durch Schriften oder persönlich anzudrängen suchen, auszusprechen scheint.

Gilbert.

ton wiederholt, die in der Schrift angekündigten Resultate aber nicht erhalten worden *). Die Klasse hatte daher durch einen ihrer Secretaire dem Herrn Winterl schreiben lassen: sein Werk sey richtig eingegangen, man habe aber nicht dahin gelangen können, seine Entdeckung zu bestätigen; sie frage, ob das nicht vielleicht daher komme, daß er einige Umstände der Operationen, von denen der Erfolg abhängt, zu beschreiben verabsäumt habe? Hr. Winterl säumte nicht, den französischen Chemikern das sicherste Mittel an die Hand zu geben, sich von der Realität seiner Entdeckung zu überzeugen; er überschickte dem Institute vier Fläschchen mit *Andronia*. Sein dabei liegender lateinischer Brief enthielt die Designation jeder derselben, eine Anzeige der Art, wie die Substanz bereitet worden, und eine Angabe der Eigenschaften derselben. Ehe wir die einzelnen Versuche erzählen, die wir mit den Körpern, welche wir in den Fläschchen gefunden, angestellt haben, setzen wir hierher, was davon Hr. Winterl in seinem Briefe sagt:

„*Andronia*. Ich habe diese Erde, die in so fern sauer ist, als sie die Basen, mit denen man sie verbindet, abstumpft, im Jahre 1797 in einer Auflösung, welche ich von drei Centnern Pottasche gemacht hatte, durch Zufall entdeckt. Sie
„lies

*) Man sehe: Guyton's Beurtheilung von Winterl's Chemie des neunzehnten Jahrhunderts, in diesen Annalen, J. 1803, St. 12. oder B. 15, S. 496. Gilbert.

„liefs sich durch jede Säure, lange bevor die Pottasche gesättigt war, in grosser Menge niederschlagen, auf die Art, welche ich in meinen *Pro-lusionen* angegeben habe.“

„Der Antheil, der sich auf diese Art schnell abschied, war völlig rein und durchsichtig, verdunstete gänzlich in der Berührung mit der atmosphärischen Luft, und ging, wenn man ihn mit Vitriolöl destillirte, ganz mit über, ohne, dass ein Rückstand blieb.“

„Späterhin schied sich, nach einem Tage, oder nach zweien, noch ein Antheil aus der Flüssigkeit von selbst ab; dieser war aber mit Thonerde neutralisirt. Er lässt sich auch durch Frieren abscheiden; da aber das Schmelzen des Eises Zeit kostet, so ist er dann etwas mit dem Produkte verunreinigt, was, wie ich angeführt habe, später in jedem Falle sich absondert.“

„Zu der Zeit, als ich diese Entdeckung machte, hielt ich die Andronia für nichts Seltenes, indem ich hoffte, sie beinahe aus jeder Pottasche wieder zu erhalten; ich ging daher mit ihr nicht sparsam um, und verschwendete ansehnliche Mengen bei unbedeutenderen Versuchen, und so viel ich auch davon hatte, ging sie doch endlich ganz darauf. Ich hatte Ursache, diese Verschwendung zu bereuen; denn als ich darauf von Chemikern aufgefordert wurde, sie ihnen mitzutheilen, konnte ich sie aus keiner Pottasche wieder erlangen.“

„Ich habe unzählige Wege eingeschlagen, um
 „mit Andronia geschwängerte Pottasche wieder zu
 „erhalten; keiner war indess sicherer, als der,
 „Salpeter durch Kohle zu fixiren, wenn man da-
 „bei folgende Vorsicht braucht: 1) nur so viel Sal-
 „peter zu nehmen, daß ein kleiner Antheil Kohle
 „unverbrannt bleibt; 2) den so fixirten Salpeter
 „in 6 Theilen Wasser aufzulösen und die filtrirte
 „Auflösung im Dunkeln ein Jahr lang stehen zu
 „lassen, damit die Kiesel Erde, welche von dem
 „Tiegel berührt, sich vollständig absetzen könne;
 „3) kohlenfaures Gas durch die Auflösung so lange
 „durchströmen zu lassen, bis sie durch Nieder-
 „schlag eines kleinen Antheils Andronia milchig
 „geworden ist; und hierbei muß ich bemerken,
 „daß, so wie die Trübung stärker wird, das Gas
 „Sauerstoff verliert und sich in Stickgas verwan-
 „delt; 4) endlich die Auflösung während der käl-
 „testen Zeit des Jahrs, durch Hälfte einer Mi-
 „schung aus Eis und Salz, zur Hälfte frieren zu
 „lassen. Ich kann versichern, daß man bei ge-
 „nauer Befolgung dieser Vorschrift Andronia er-
 „halten werde, doch nur in geringer Menge, und
 „nicht rein.“

„Die Andronia, welche ich Ihnen in vier Ge-
 „fäßen schicke, habe ich durch Figirung des Sal-
 „peters mit Kohle bereitet.“

„Das erste, mit einem einzigen Knoten in dem
 „Faden, enthält die Andronia hinlänglich von Pott-
 „asche befreiet. Der freien Luft ausgesetzt, ver-

„schwindet diese Substanz, fast ohne einen Rück-
 „stand zu lassen; in einem kleinen doppelt mit
 „Blase überbundenen Gefäße trocknet sie aber
 „gänzlich aus, zu einer Masse, welche die chemi-
 „schen Eigenschaften des Diamantes hat. Wenn
 „man von einem Theile derselben das Wasser durch
 „Filtriren trennt, ihn dann in sehr reinem Vitriol-
 „öhl auflöset und dieses destillirt, so steigt die An-
 „dronia mit über, und es bleibt kein, oder nur
 „ein sehr geringer, im Wasser auflöslicher, Rück-
 „stand.“

„In dem *zweiten* mit zwei Knoten bezeichne-
 „ten Gefäße findet sich Andronia von derselben
 „Art. Da sich bis jetzt nichts gezeigt hatte, daß
 „die reine Andronia in Wasser auflöslich sey, so
 „habe ich darüber Versuche mit der Portion ange-
 „stellt, welche dieses Gefäß enthält; diese haben
 „ausgewiesen, daß ein bedeutender Antheil dieser
 „Erde sich im destillirten Wasser auflöset, auch
 „wenn man alles Hydrogen durch Frieren vom
 „Wasser getrennt hat. Die Auflösung ist mil-
 „chig, und wird binnen zwei Wochen nicht hell;
 „in dem nicht-aufgelöseten Rückstande hatte sich
 „ein dickeres und specifisch schwereres Coagulum
 „als der Rückstand gebildet. Ich schwanke zwi-
 „schen drei Meinungen über dieses Coagulum:
 „entweder ist es der auf diese Art bereiteten An-
 „dronia fremd, und dann würde bloß der aufge-
 „lösete Antheil die reine Andronia seyn; diese
 „Meinung hat aber die wenigste Wahrscheinlich-

„keit, weil alle Andronia mit dem Vitriolölhl beim
 „Destilliren übersteigt. Oder die Andronia ist
 „ein zusammen gesetzter Körper, von dem ein
 „Theil im Wasser auflöslich ist, der andere nicht,
 „nachdem man ihn von der Pottasche getrennt hat;
 „und diese Meinung ist wahrscheinlicher als die
 „vorige, weil sich die Härte des Diamanten nur
 „daraus erklären läßt, daß er eine Verbindung
 „von zwei verschiedenen Substanzen ist, die sich
 „mit vieler Kraft unter einander anziehen. Oder
 „endlich, das Coagulum rührt von einem Anfange
 „von KrySTALLisation her, der in dem Augenblicke
 „Statt hat, wenn die letzten Antheile Pottasche
 „der Andronia entzogen werden; und diese Mei-
 „nung scheint mir bis jetzt die am mehresten er-
 „wiesene zu seyn.“

„Die in diesem Gefäße enthaltene Andronia
 „läßt sich zur Erzeugung der Pottasche brauchen,
 „da sie vollständig von diesem Alkali befreiet ist.
 „Man nehme zu dem Ende zwei gleiche Portionen
 „Kalkwasser; die eine dünste man bis zur Trok-
 „kenheit ab, um die Menge des darin enthaltenen
 „Kalkes zu bestimmen; zu der andern setze man
 „etwas von dieser Andronia zu, und schüttle die
 „Mischung geraume Zeit lang, bis sie, nach dem
 „Filtriren, mit Sauerkleefäure keinen Niederschlag
 „weiter giebt. Es bleibt dann keine Spur von Kalk-
 „erde übrig, die sich ganz in Kieselerde und Pott-
 „asche verwandelt. Der letztern fehlt jedoch, um
 „gehörig zu reagiren, die gemeinsame Belebungs-

„der Theile des Substrats; in der That nimmt in
 „diesem Zustande, in der Hitze des kochenden
 „Wassers, ein Theil der Pottasche die Gasgestalt
 „an, ein anderer aber erhält von dem aufgelöseten
 „Wärmestoffe das Basicitäts-Princip, und fängt
 „erst mit diesem an, wie andere Pottasche zu rea-
 „giren *). Zugleich entsteht ein kleiner Antheil
 „Soda, weil aller Kalkerde etwas *Thelyke* beige-
 „mischt ist, welche zwar mit ihr in den mehre-
 „sten Eigenschaften überein stimmt, unter andern
 „aber auch darin von ihr abweicht, daß sie mit
 „der Andronia nicht Pottasche, sondern Soda, er-
 „zeugt.“

„Das *dritte* mit drei Knoten bezeichnete Ge-
 „fäß enthält eine Auflösung von Andronia des
 „zweiten Gefäßes. Sie läßt sich zur Erzeugung der
 „Salzsäure oder der Salpetersäure mit Hülfe des
 „oxydirenden Pols der Volta'schen Säule anwen-
 „den, je nach dem man als feuchten Körper zwi-
 „schen den Paaren Metallplatten, Kochsalz-, oder
 „Salpeter-haltendes Wasser nimmt.“

*) Die Berichtserstatter haben neben ihrer Uebersetzung zu-
 gleich das lateinische Original des Briefs abdrucken lassen,
 entweder weil sie zweifelten, einige Stellen desselben
 treffend zu übersetzen, oder weil sie den ganzen Styl, als
 einen Abdruck des Geistes des Schreibenden, für merk-
 würdig hielten. Ich begnüge mich hier mit einer einzigen
 Stelle: *Posteriori tamen pro debita reactione decrit com-
 munis partium substrati animatio: sub hac potassae con-
 ditione pars ejus in gradu ebullientis aquae assumet for-
 mam gas, alia vero ex resolutione calorico acquirit prin-
 cipum basicitatis et cum eo primum reagere incipiet instar
 omnis alterius potassae.*

„Das *vierte* mit vier Knoten bezeichnete Gefäß enthält das Wasser, womit die Andronia des ersten Gefäßes ausgefüllt worden ist; es ist nichts anders als eine Andronia-Auflösung mit etwas Pottasche verunreinigt. Sie wird, wenn sie ruhig steht, völlig wasserhell, ist aber weniger geschickt, in Säure verwandelt zu werden.“

Solcherlei Sachen enthält der Brief, welchen das Institut von Herrn Winterl über die neue, von ihm Andronia genannte, Substanz erhalten hat. Man wird schon bemerkt haben, daß die Eigenschaften, welche er diesem Principe beilegt, weder bestimmt noch einzeln angegeben werden, und daß sie sich selbst in einiger Hinsicht widersprechen, da es bald eine Säure, bald eine Art von Alkali seyn, und sich bald in Kalk, bald in Pottasche verwandeln soll.

Wenn man die Charaktere liest, die Herr Winterl anführt, ohne sich an seiner Meinung von dieser Substanz zu halten, so ist man mehr geneigt, sie für ein zusammen gesetztes, als für ein einfaches Wesen zu nehmen. Einige der Eigenschaften sind indess den Körpern fremd, aus denen man sie zusammen gesetzt glauben könnte; und da es überdies sehr rathsam ist, in der Chemie nichts *a priori*, und ohne die Erfahrung oft und auf verschiedene Art zu Rathe gezogen zu haben, zu läugnen, so gehen wir lieber sogleich zu den

Resultaten der zerlegenden Versuche über, welche wir mit den Materien angestellt haben, die Herr Winterl dem Institute in den vier erwähnten Gefäßen überschißt hat. Wir wollten sie in einigem Detail mittheilen, und dann den Grund von der Erzeugung dieser Materien anzugeben, und die Eigenschaften derselben nachzuweisen suchen, welche Herrn Winterl in die Irre geführt haben können.

Untersuchung, der so genannten Andronia in dem ersten Fläschchen.

Dieses Gefäß enthielt eine etwas opalisirende Flüssigkeit, und einen weissen gelatinösen Bodensatz, der an das Gefäß adhärirte. Die Flüssigkeit gab Lackmufstinktur, welche durch eine Säure geröthet worden war, ihre ursprüngliche Farbe wieder, und schmeckte leicht alkalisch, wie verdünntes Kalkwasser. — Nachdem wir durch Schütteln den Bodensatz aufgerührt hatten, schütteten wir ihn mit der Flüssigkeit auf ein Filtrum; die hindurch filtrirte Flüssigkeit war hell und klar, und wurde von Sauerkleefäure nicht getrübt; ein Beweis, daß sie keinen Kalk enthielt. — Etwas von dieser trüben Flüssigkeit, das in sehr viel Wasser gegossen wurde, lösete sich darin nicht auf. Eben so wenig in Salzsäure. Nachdem diese einige Stunden lang damit erhitzt worden war, filtrirten wir, und dampften die Flüssigkeit, die hindurch gelaufen war, ab, um zu untersuchen, ob sie etwas aufgelöst habe. Mit

sauerkleesaurem Ammoniak gab sie einen ziemlich häufigen Niederschlag; eben so erfolgte mit kohlensaurem Ammoniak ein Niederschlag, und mit Ammoniak erzeugte sie einige Flocken. Die weiße Substanz, die sich in der Salzsäure nicht aufgelöst hatte, wurde gewaschen und getrocknet; sie lösete sich ohne Beihülfe der Wärme in kauftischer Kalilauge auf, und als schwache Salzsäure zugesetzt und dann die Auflösung abgedampft wurde, kam eine gallertartige Substanz, wie reine Kiesel Erde, zum Vorschein.

Nachdem wir diese vorläufigen Versuche angestellt hatten, filtrirten wir die ganze Flüssigkeit, welche sich in der ersten Flasche fand, und kochten die auf dem Filter zurück bleibende weiße Materie mit kochendem Wasser aus. Die filtrirte *Flüssigkeit* wurde mit Salpetersäure gesättigt und abgedampft. Sie fing in der Wärme an, zu opalisiren, und ließ auf den Wänden der Kapsel weiße Spuren zurück. Das Salz, das durch dieses Abdampfen erhalten wurde, schmeckte erfrischend und pikant, knisterte auf glühenden Kohlen, und wieder aufgelöst in Wasser, gab es mit sauerkleesaurem Ammoniak einen Niederschlag, der alle Eigenschaften von sauerkleesaurem Kalke hatte. Etwas weißes Pulver blieb zurück, das Kiesel Erde zu seyn schien. Dieses Salz war folglich eine Mischung von salpetersaurem Kali, salpetersaurem Kalke und ein wenig Kiesel Erde, und die *Flüssigkeit*, aus der diese Substanzen nach dem Zusatze von Salpetersäure

zum Vorschein gekommen waren, enthielt nothwendig *Kali*, *Kalk* und *Kieselerde*.

Der weisse *Bodensatz*, der bei dem Filtriren auf dem Filter zurück geblieben und mit kochendem Wasser ausgefüßt worden war [Hrn. Winterl's feste *Andronia*], wog nach dem Austrocknen an der Luft 7 Gr. Er war milchweiss, und durchsichtig. Durch Erhitzung bis zum Glühen verlor er an Gewicht 2,4 Grammes. Wir erhitzten den Rückstand mit dem dreifachen seines Gewichts an ätzendem *Kali*; die Masse kam sehr bald in sehr mässiger Hitze zum Fliesen. Nach dem Erkalten wurde sie in Wasser zerrührt und mit Salzsäure gesättigt; so gab sie durch Abdünsten einen weissen Gallert, der getrocknet, in Wasser gewaschen, und wieder getrocknet, 3,9 Grammes wog. Alle Versuche, die wir mit dieser Materie angestellt haben, liessen uns darin nichts anders entdecken, als sehr reine *Kieselerde*.

Die salzsaure Flüssigkeit, aus der sich diese *Kieselerde* abgeschieden hatte, gab mit Ammoniak einen leichten flockigen Niederschlag, der ebenfalls aus *Kieselerde* und aus etwas Eisenoxyd bestand. Nachdem die Flüssigkeit von diesem Niederschlage abfiltrirt war, wurde ihr sauerkleefaurer Ammoniak zugesetzt, und es schied sich 0,1 Gramme sauerkleefaurer Kalk ab.

Also bestand der *Bodensatz*, der sich in dem ersten der von Herrn Winterl überschickten Gefässe befand, aus einer grossen Men-

ge Kiefelerde, aus einer kleinen Menge Kalk, und aus sehr wenig Eisenoxyd. Es ist wahrscheinlich, daß darin auch etwas Alkali enthalten war, da sich Kali in der Flüssigkeit befand.

Untersuchung der Andronia in dem zweiten Fläschchen. Auch dieses Gefäß enthielt eine opalisirende Flüssigkeit und einen ansehnlichen Bodensatz, der milchweiß und etwas klebrig, wie weißer Käse, war. Wir schütteten alles auf ein Filtrum. Die Flüssigkeit lief klar durch, wurde mit Salpetersäure gesättigt, und dann bis zur Trockniß abgedampft, um die wenige Kiefelerde, die sie aufgelöset enthielt, abzuscheiden. Nachdem das Salz wieder aufgelöset und filtrirt worden war, stellte sauerkleeßaures Ammoniak daraus sauerkleeßauren Kalk in beträchtlicher Menge dar. Die von Kiefelerde und Kalk befreiete Auflösung dampften wir bis zur Trockenheit ab; und erhitzten das Salz, welches entstand, in einem Platintiegel mit Schwefelsäure; wir erhielten wahres schwefelsaures Kali.

Der unauflösliche Bodensatz wurde wie der aus der ersten Flasche behandelt, und wir fanden darin wieder nichts als Kiefelerde, Kalk und ein wenig Eisenoxyd.

Also sind die Substanzen, welche im dem ersten und in dem zweiten der von Herrn Winterl überschickten Fläschchen enthalten waren, vollkommen von einerlei Natur.

Untersuchung der Andronia in dem dritten und vierten Fläschchen. Der Inhalt des dritten

Fläschchens war wieder eine Flüssigkeit, welche gerötheter Lackmufstinktur ihre Farbe wieder gab, und ein weißer Bodensatz. Beide, auf dieselbe Art, wie die vorigen, behandelt, zeigten wieder die nämlichen Bestandtheile: die Flüssigkeit Kali, Kalk und ein Atom Kieselerde; der Bodensatz viel Kieselerde, Kalk und ein Atom Eisenoxyd.

Völlig dieselbe Bewandniß hatte es mit den in dem *vierten* Fläschchen enthaltenen Materien.

Verständige und Nüchterne, die dieses hören, werden erstaunen, wie Herr Winterl, der übrigens nicht ohne Hülfsmittel zu seyn scheint, hier eine neue Substanz hat finden können; denn nichts ist leichter zu erkennen, nichts leichter zu isoliren, als jede der Materien, aus denen die gemengten Körper bestehen, welche er dem Institute zugeschickt hat.

Von zwei Sachen wird man eine annehmen müssen; entweder ist Hr. Winterl mit den Charakteren der bekannten Körper wenig vertrauet, oder seine allzu rege Fantasie, von trügerischem Schein geblendet, bauet Systeme auf, die nicht auf der Erfahrung gegründet sind.

Es ist Herrn Winterl nicht unbekannt, daß wenn Salpeter durch Kohle in einem thönernen Tiegel zersetzt wird, man ein Alkali gewinnt, welches Kieselerde enthält; mit Unrecht glaubt er, daß ein langes Aussetzen an der Luft hinreiche, diese Kieselerde ganz wieder aus dem Alkali nie-

derzuschlagen. Unbegreiflich ist es, wie dieser Chemiker glauben konnte, die angebliche Andromia seines zweiten Fläschchens sey fähig, Kalk in Pottasche zu verwandeln. Ist es ihm unbekannt, daß Kalkwasser, einer Auflösung von Kieselerde in Kali zugesetzt, sich mit der Kieselerde und einem kleinen Antheile des Alkali zu einem unlöslichen Körper verbindet? Guyton hat dieses vor langer Zeit bewiesen. Da nicht alles Alkali, welches die Kieselerde aufgelöst enthält, in diese neue Verbindung eingeht, so findet man einen Theil des Kali in der Flüssigkeit wieder, unvermischt mit Kieselerde und Kalk.

Ein Charakter, auf den sich Herr Winterl beruft, um diese Zusammensetzung als einen neuen Körper anzusehen, ist die Auflöslichkeit derselben in Wasser. Jedermann weiß aber, daß Alkali, selbst in ziemlich kleiner Menge, die Kieselerde auflöslich macht; auch ist es nicht unbekannt, daß sehr fein zertheilte Kieselerde an sich selbst im Wasser ein wenig auflöslich ist. Noch viel mehr, als vom Wasser, muß Kieselerde, die an ein wenig Kali gebunden ist, von Säuren aufgelöst werden; auch diese Eigenschaft, welche Herr Winterl für einen specifischen Charakter der Andromia ausgiebt, kann also keinesweges das beweisen, was er behauptet.

Wenn man sieht, daß Herr Winterl sich hier so gröblich irrt, eine sehr bekannte Verbindung von Körpern für eine neue Substanz zu neh-

men, so kann es nicht in Verwunderung setzen, ihn behaupten zu hören, kohlenfaures Gas verliere beim Durchströmen durch eine Auflösung seinen Sauerstoff, und verwandele sich in Stickgas; einen Beweis giebt er dafür nicht.

Die hier erzählten Versuche, und mehrere, die wir übergehen, zwingen uns, zu schliessen, dass die Materie, welche Herr Winterl dem Institute als Andronia überschickt hat, nichts als Verbindungen von Kieselerde, Kali, Kalk und etwas Eisen sind, denen zuweilen etwas Thonerde, deren Ursprung man leicht begreift, beigemischt ist; und hiermit stimmen einige der Charaktere überein, die Herr Winterl selbst diesen Materien beilegt. Herr Winterl hat also nicht gründlich untersucht, und ist dadurch in einen Irrthum gerathen, der ihn zu einem Raisonnement veranlasst hat, welches ohne allen Grund ist.

Wie weit der Schwindel gehen kann, wenn man das Unglück hat, einer Chimäre sich hinzugeben, davon findet sich ein merkwürdiger Beweis in einer Abhandlung, welche in dem Journale des Herrn Gehlen zu finden ist. Herr Winterl spricht daselbst von seiner vorgeblichen Andronia, und erwähnt bei dieser Gelegenheit noch einer andern Erde, die er in den schweren Marmorarten entdeckt zu haben glaubt, und der er den Namen *Thelyke* giebt. Folgendes ist ein treuer Auszug *)

*) Statt dessen ich hier das Original aus dem Gehlen'schen Journal, B. 6. S. 17. hersetze. Gilbert.

des Theils des Auffatzes, der diese beiden Erden betrifft; das Uebrige soll eine Kritik der Hypothese seyn, welche das gegenwärtige Zeitalter der Naturwissenschaft zum Grunde legt.

„Ich habe zwei Erdarten entdeckt, welche vorzüglich geschickt sind, den Unterschied zwischen Galvanismus und Elektricität recht anschaulich zu machen; eine ist die *Andronie*, — —; eine zweite nenne ich *Thelyke*; sie ist in allen schweren Marmorarten, und vorzüglich in den Stalactiten anzutreffen. Löset man den ganzen Stein in Salzsäure auf, schlägt daraus erst die Thonerde und die Metalloxyde durch ätzendes Ammoniak nieder, und gießt alsdann unter die Auflösung, unter beständigem Umrühren, eine kleine Menge des neutralen kohlensauren Kali, so erhält man ein Präcipitat, das mit Schwefelsäure eine Art Gyps bildet, die, im Wasser aufgelöst und abgedunstet, keine Spur jener haarförmigen biegsamen Kryalle giebt, welche dem wahren Gypse eigen sind, sondern steife Prismen; diese enthalten Kalkerde und *Thelyke* zur Grundlage. Setzt man die KrySTALLISATION ferner fort, so erhält man keine dergleichen Prismen mehr, sondern einen losen Staub, welcher das Sulfat der *Thelyke* ist.

„Auf die *Andronie* hat die Elektricität keine Wirkung; aber wenn sie in einem unterbundenen Rindsdarme einer starken Säule ausgesetzt wird, so wird sie an der Oxygenseite in eine Säure, an der Hydrogenseite aber theils in Ammonium, theils in eine Substanz umgewandelt, die viel Aehnlichkeit mit faulenden organischen Körpern hat. Jene Säure ist nicht immer von derselben Art: hat man zur Benässung der Pappen aufgelöstes Kochsalz angewendet; so ist sie Salzsäure; hat man aber Salpeter angewendet, so ist

„Die Salpetersäure. Man sieht hieraus wieder sehr
 „deutlich, daß es für die Umwandlung der Andronie
 „in eine Säure oder Base nicht allein auf das bloße
 „Säure- oder Baseprincip, sondern noch auf eine ande-
 „re geistige Substanz ankomme, welche die Elektrici-
 „tät nicht hergeben könne, der Galvanismus aber er-
 „theilt. Ihre Hauptfunction ist, eines jener Princi-
 „pien mit dem Stoffe zu verbinden: ich habe sie daher
 „Band genannt. Ist dieses in der Grundlage schon
 „gleichzeitig enthalten, — — so säuert oder basirt sie
 „die Elektricität so gut, als der Galvanismus. Säuert
 „und basirt aber die Elektricität kein gemeines Wasser
 „(außer nur dadurch, daß sie einem andern Körper
 „sein Band nimmt), und tritt dieser Fall auch noch
 „an der Andronie so sehr ein, daß an ihr der Ausfluß
 „der Präexistenz der beiden Produkte, welche die
 „Hylische Hypothese an dem Wasser annimmt, kein
 „Platz gegeben ist, so ist sehr offenbar, daß die Elek-
 „tricität jene geistige Substanz, die ich Band nenne,
 „gar nicht enthalte. Leistet hingegen der Galvanismus
 „auf eine sehr gemächliche Art beides, so muß das
 „Band ein ordentlicher wesentlicher Bestandtheil der
 „galvanischen Ladung seyn. Ist endlich auch noch das
 „Produkt der Andronie an dem Oxygenpol der Säule
 „Salzsäure, wenn zur Benetzung der Pappen Kochsalz-
 „auflösung, und Salpetersäure, wenn zur Benässung
 „derselben Salpeterauflösung angewendet wurde; so er-
 „geben sich daraus für die Ansicht der wahren Beschaf-
 „fenheit des Galvanismus, durch die er von der Elek-
 „tricität abweicht, folgende wichtige Aufschlüsse:
 „1) Er nimmt bei richtiger Anordnung der Säule aus
 „den innern Theilen derselben einen Theil alles Ban-
 „des, welches er antrifft, und führt es den in den
 „Polen gelagerten Grundlagen zu. (Der Begriff vom
 „Bande bringt es mit sich, daß dieses auch einen Theil

„des Säure- und Baseprincips, die sich im Innern der Säule befanden, mit sich fortreisse.) 2) Der geistigen Substanzen, welche ich unter dem Namen *Band* begreife, mag es eine große Anzahl und Verschiedenheit geben, denn nur sie allein begründen nach der Uffalischen Hypothese allen charakteristischen Unterschied der einfachen Mischungen (Natur-Individuen); sie fliessen aber in zwei Hauptgattungen zusammen: in *Band* für Acidität und *Band* für Basicität; erstere führen nur das Säureprincip mit sich weg, letztere nur das Baseprincip. 3) Mehrere Säuren können die gleiche Grundlage enthalten, und sich nur in den Bänden unterscheiden; dergleichen sind die Salz- und die Salpetersäure, deren gemeinschaftliche Grundlage Andronie und Wasser ist (die Kohlensäure und das Azot haben eben dieselbe). Befindet sich nun eine dergleichen Säure in dem Innern der Säule, und ihre ungeäuerte Grundlage an dem Oxygenpol derselben, so wird erstere durch Entziehung ihres Bandes zersetzt, und letztere durch Zuführung dieses Bandes geäuert. Die Art der Säure, die dadurch in dem Oxygenpol gebildet wird, wird durch das Band bestimmt, welches der zeretzten Säure entführt worden ist. (Man darf aber keine strenge Reinheit dieses Produkts fordern, weil sich im Innern der Säule mehrere Vorräthe der Bände befinden, welche gleichzeitig an die Pole übergeführt werden.)“

„ — — Die Säure der Nitate wird auf der Hydrogenseite der Säule in Ammoniak umgewandelt, und die *Thelyke*, deren Bereitung ich oben angab, wird, nachdem sie erst durch Brennen ihrer Kohlensäure beraubt, und im Wasser aufgelöst worden (wo sie noch als Base reagirt), auf der Oxygenseite in Flussspathsäure umgewandelt, die bei Fortsetzung des Versuchs sich oxygenirt, und den Draht, wenn er

Gold

„Gold ist, mit einer schönen Purpurfarbe auflöset. Ich
 „versetzte sie mit rauchender Schwefelsäure und mit
 „frisch niedergeschlagener Kiesel Erde: das Destillat gab
 „auf der Oberfläche des Wassers das Kieselhäutchen,
 „wurde mit einigen Tröpfchen Kali in der Digestion
 „getrübt, und gab mit ferner zugesetztem Kalkwasser
 „ein beträchtliches Präcipitat. War die Thelyke ganz
 „rein, so wurde sie ganz umgewandelt; enthielt sie
 „aber noch Kalkerde, so blieb diese im reinen Zustan-
 „de übrig, was sich aus den biegsamen Haarkrystallen
 „ihres Sulfats unzweideutig veroffenbarte.“

„Man kann in diesen Versuchen nicht verkennen,
 „dass der Galvanismus eine der vorhin da gewesenen
 „vollends entgegen gesetzte Anlage ertheilen kann, was
 „die Elektricität nie vermag. Diese Anlage für Säue-
 „rung oder für Basirung, weil sie aus den innern Thei-
 „len der Säule in ihre Enden übergetragen werden
 „konnte, sehe ich als eine eigne geistige Substanz an,
 „und nenne sie *Band*. *Band* ist also die Seele des Galva-
 „nismus, mangelt aber der Elektricität gänzlich.“

Fürwahr, man geräth in Verlegenheit, wenn
 man entscheiden soll, was außerordentlicher ist,
 ob dieses Raisonnement über die Thelyke, oder
 die Folgerungen, welche aus den ersten Versuchen
 über die Androme gezogen werden.

Die einen scheinen einen Mann anzudeuten,
 der nichts als Hypothesen vorbringt, und nicht
 einmahl die zuweilen blendende Kunst besitzt, sie
 gut genug mit einander zu verknüpfen, dass dar-
 aus ein System wird, welches einige Wahrscheinlich-
 keit hat. Die andern beweisen, dass es Herrn
 Winterl fehlt an der genauen Kenntniss der Un-

terfcheidungs - Merkmale der Körper, und an der den Chemikern so nöthigen Uebung im Erkennen der Substanzen, die sie bei ihren Analysen erhalten. Man hätte nicht erwarten sollen, im 19. Jahrhunderte eine Art, zu philosophiren und in den Wissenschaften zu schliessen, ausgeübt und an-priefen zu sehen, welche so vage, so schwankend, und so ganz der entgegen gesetzt ist, die man seit 30 Jahren in Europa allgemein als die wahre anerkannt hat.

Wir ziehen aus dieser Auseinandersetzung das Resultat, dass die vorgebliche Andronie als eine eigenthümliche Substanz nicht vorhanden ist; dass die Materien, welche Herr Winterl dem Institute als Andronie überschickt hat, nichts als Zusammensetzungen aus Kiesel-erde, Kalk, Thonerde, Kali, und Eisen sind; dass seine Theorie über die Andronie eine von jeder Art von Grund entblößte Hypothese ist; und dass seine Art, in den Wissenschaften zu verfahren und zu schliessen, mehr geeignet ist, die Chemiker rückwärts gehen zu machen, als Fortschritte zu begründen.

VII.

NEUE LEHREN

von

d e r M a g n e t n a d e l.

Ich habe dem Leser in diesen Annalen manche Untersuchung über die Magnetnadel mitgetheilt, über ihre Abweichung, Schwingung und Neigung, über deren jährliche und tägliche Veränderungen, und über die Gesetze des Erdmagnetismus, welche diesen wundervollen und schwer zu enträthselnden Erscheinungen zum Grunde zu liegen scheinen. Diejenigen unter ihnen, welche mir bezeugt haben, daß diese Aufsätze ein vorzügliches Interesse für sie gehabt haben, werden es mir daher Dank wissen, wenn ich sie mit einigen ganz neuen Lehren von der Magnetnadel bekannt mache, die ich in einem Werke finde, wo sie diese Lehren wahrscheinlich nicht gesucht hätten, da der Titel nichts davon erwarten läßt: *Allgemeine Nosologie und Therapie als Wissenschaft; Leitfaden für seine Vorlesungen*, von Joh. Spindler, Professor an der Universität zu Würzburg. Erkf. am Mayn 1810. 222 S. 8.

Verwundert wird der Leser fragen, was die Magnetnadel mit der Lehre von den Krankheiten und deren Heilung gemein hat. Dieses Räthsel zu lösen, dient der Anfang der Vorrede, den ich hierher setze: „Ich übergebe hier der denkenden Welt,” sagt der Verfasser, „eine Schrift, die entweder als Ganzes lesen, oder als Ganzes untergehen muß. Weder Compilation, noch Artefact, weder Schule noch System,

„will ich liefern. Es ist *Weltkörperforschung am Organismus*, in Beziehung auf die gesunde oder kranke Natur an ihm. — — Vorher ist noch nichts der Art geleistet worden, und die allgemeinen physiologischen Ansichten sind selbst geschaffen, weil noch kein Lehrbuch der Physiologie vorhanden ist, in welchem der reine Geist der Natur gesehen wird, sondern alle bis jetzt erschienenen sind matte Nachtreterungen der Naturphilosophie. Die meisten Schriften, die im naturphilosophischen Style geschrieben sind, kennen nur die Form und den Ausdruck der Naturphilosophie, aber nicht den innern Proceß derselben, welcher über der subjectiven Grenze der Wissenschaftsform ist, und in dem eigentlichen Sinne die *Weltkörperforschung am Organismus* wird. Der *kosmologische* Stand der Medizin ist der einzig wahre, und in diesem nur will ich meine Bahn laufen. — —

„Ueber die bestimmte Fassung der Schrift in mathematischer Haltung,“ fährt der Verfasser fort, „will ich nur kurz berühren, daß jene mathematischen Formen nicht leere Formalitäten seyn, sondern der wahrhafte Leib, in welchen sich die Substanz der Medizin einschafft, und in der That medizinischer Realismus heißt. Wer es anders sieht, kennt das Gesamtleben der Dinge, unter den verschiedensten Gestalten, in einer untheilbaren Gestalt nicht.“ Den Leser, der nicht wissen wird, was er unter der *mathematischen Haltung* dieser Schrift verstehen soll, können darüber die beiden ersten Paragraphen des ersten Abschnitts belehren, der überschrieben ist: *Grundgesetze der allgemeinen Nosologie und Therapie unter dem Ausdrücke einer allgemeinen wissenschaftlichen Formel*: „§. 10. Folgendes Schema faßt den wissenschaftlichen Charakter der Therapie in seinem allgemeinsten Ausdrücke unter der Formel: $\sqrt[n]{A^n} = A$ “.

„§. 11. Den gedrängten Geist der Formel entwickeln wir
 „dergestalt. Der Organismus, als ungetrübte Form und
 „Reflex des Universums, verhält sich, wie in der Natur
 „irgend eine GröÙe, an welcher der Exponent die
 „Potenzirung der GröÙe, nach dem Hervortreten der
 „ursprünglichen Dimensionen, $= A^n$ darstellt. So wie
 „nun der Tod absolute Negation des Lebens, oder ein
 „totales Aufheben des Organismus ist: so ist Krank-
 „heit ein partielles Aufheben desselben, welches sich
 „durch Depotenziren oder das Zurücktreten der ur-
 „sprünglichen Dimensionen am Organismus, d. h.,
 „durch Wurzelausziehen, an der GröÙe ausdrückt
 „ $= \sqrt[m]{A^n} = A^{\frac{n}{m}}$. Was aber nun der Nosologe am
 „Organismus niederreißt durch Depotenziren, = Set-
 „zen differenter Formen am Organismus, das bauet
 „der Therapeut, durch Hervorrufen der qualitativ-
 „primitiven Dimensionen am Organismus, wieder auf.
 „Dieses geschieht durch Eleviren $= A^m$ zur Potenz an
 „der GröÙe $\sqrt[m]{A^n}$, wodurch die Potenz im Wurzel-
 „zeichen, das Wurzelzeichen in der Potenz, das Ar-
 „zneimittel in der Krankheit, und die Krankheit im
 „Arzneimittel sich aufhebt, und wechselseitig zernich-
 „tet, und der Organismus in seinem reinen ungetrüb-
 „ten Leben $= \sqrt[m]{A^{nm}} = A^{\frac{nm}{m}} = A^n$ als ursprüng-
 „lich hervor geht. Die Elevation zur organischen Po-
 „tenz durch das Arzneimittel, wird synthetirt mit n ,
 „als dem Exponenten der ursprünglichen Dimensionen,
 „und daraus erst wird n in Stand gesetzt, kraft dieser
 „Consynthesis ($= nm$) die Desynthesis ($\frac{n}{m}$) aufzuheben,
 „d. h., $\sqrt[m]{A^n} = A^{\frac{n}{m}}$ als Desynthesis wird durch die
 „Consynthesis $= \sqrt[m]{A^{nm}} = A^n$ zernichtet, damit die
 „primitive ursprüngliche Synthesis $= A^n$ in den Dimen-

„tionen des Organismus angesehen, indifferent und qualitativ ungetrübt, wieder hervor trete.“

Die folgenden Lehren von der Magnetnadel, die man hier wörtlich abgedruckt findet, gehören zum zweiten Abschnitte dieses Lehrbuchs, der überschrieben ist: *Die Aufsenatur und äusseren Einflüsse im Verhalten zum Organischen*, und gehen von §. 56 bis §. 67. Einige der merkwürdigsten Stellen habe ich durch Anführungs-Zeichen hier ausgehoben.

§. 56. Nothwendig ist es für einen wissenschaftlichen Arzt, die Erscheinungen der Magnetnadel zu erkennen, wie man die Barometerphänomene kennen muss, um die Witterungsverhältnisse, und deren Unterschied, in Beziehung auf Krankheit, auszumitteln. Wer den Zusammenhang der allgemeinen Krankheitsursachen, mit Krankheit, wie sie am Organismus als Produkt erscheint, durchschauen und forschen will, findet oft unmögliche Hindernisse in seiner Apperception, wenn nicht ein Objectives voraus geht, oder begleitendes ist, an dem man die grossen und geheimen Thaten der Natur absehen und verstehen lernen könnte. Dies ist der Fall mit der Magnetnadel.

§. 57. Ihre Stufe ist bezeichnet durch ein Gesetz, nach welchem das Wiederentstehen und Wiederaufheben des Gegensatzes, in jedem Momente, selbst noch Object der Wahrnehmung ist.

Ihr Wesen und Koinzidenz mit allgemeiner Krankheitsursache, ist dergestalt:

§. 58. Das Inſichſeyn unſeres Weltkörpers, oder die Einbildung des Allgemeinen in das Beſondere, drückt ſich am deutlichſten durch die nördliche Polarität an ihm aus. Wo in einer activen polaren Linie das Uebergewicht der einen Potenz über die andere, z. B. am Pole *A*, hervor tritt, deſto näher an dieſem Pole wird die Indifferenz, als Syntheſis der polaren Linie, liegen. Das Princip der abſoluten Cohäſion iſt nach jeder Weiſe der Betrachtung nirgends, als in der nördlichen Welt, mit primärem Ueberwiegen aufzufinden. Hier muß auch der principale Centralpunkt, oder erſte Fokus der Erde, zu ſuchen ſeyn. Die vorherrſchende Production des Eiſens, im Norden der Erde, iſt der evidente Beweis, wo der zentriſche Punkt der Achſeneinbildung unſeres Planeten nothwendig gedacht werden muß.

§. 59. *Die Magnetnadel verhält ſich zum zentriſch-einbildenden Erdpunkte, wie das Fallen der Körper gegen den Schwerpunkt der Erde.*

„Die Körper fallen gegen den Erdmittelpunkt, weil ſie den abſoluten Grund ihres Seyns nicht in ſich haben, ſondern in der unendlichen Subſtanz alles Seyns überhaupt, und daher das Streben äußern, in vollkommene Identität mit ihr zu gelangen“ (Bewegung zum abſolut Einem im Falle). Die Magnetnadel muß im ſteten Falle gegen den Indifferenzpunkt der abſoluten Cohäſion begriffen ſeyn, „denn die Magnetnadel iſt nichts für ſich als Beſonderes, ſie iſt nur Attribut, und objectiv ge-

„wordenes Nachbild vom Urbilde jenes Princips;“ ihr Streben ist also zu jenem identischen Subjecte, von welchem sie nur Attribut ist, um in ihm, als dem absoluten Grunde, durch welchen sie selbst affirmirt ist, zu seyn, weil an ihr nicht möglich gemacht ist, als Besonderes, zugleich auch absolut Allgemeines, ihrer Natur nach, zu seyn. Die Indifferenz der Magnetnadel, gegen das identische Subject, wird in jedem Momente aufgehoben, und in jedem Momente wieder hergestellt. Das allgemeine Wiederherstellen der Dualität, und das Wiederaufheben in jedem Momente, kann nur durch ein Drittes, jene Indifferenz störendes, hervor gebracht werden, und aus diesem Satze allein können nur die Abweichungen der Magnetnadel von dem, in welchem sie, dem Wesen nach, oder in der Identität ist, reconstituirt werden.

§. 60. *Die Erscheinungen der Magnetnadel sind durchaus entgegen gesetzt diesen der Ebbe und Fluth.* Setzt man eine Magnetnadel der Richtung nach in der Ostwestpolarität, oder den Aequator, so wird im Augenblicke diese Richtung in die gerade entgegen gesetzte Nordfüdpolarität übergewandelt. „Das Wesen der Magnetnadel ist alle „Tangentialität, mithin auch alle Sonnenpolarität, „die auf unseren Weltkörper gesetzt wird, zu flie- „hen.“ Allein die Meere haben, im Allgemeinen, eine beständige Bewegung von Ost nach West; „die „Mondsonnenpolarität, welche die centripetale „Tendenz der irdischen Materie, und ihre Gravi-

„tation gegen den allgemeinen Indifferenzpunkt, „aufhebt, dadurch aber die Erdmaterie nach der „Tangente bestimmt,“ gehört zu den letzten Gründen der Erscheinung von Ebbe und Fluth. So viel nun die Erde, oder Magnetnadel, in jedem Momente von dem Charakter der Ebbe und Fluth, oder dem Aequatorialverhältnisse, in sich aufnimmt, um so viel wird die Magnetnadel durch die Ostwestpolarität bestimmt, weicht von Norden ab, und wird in ihrem Wesen differenzirt.

§. 61. Wäre das Princip aller Cohärenz, an jedem Punkte des Raumes, durchaus dasselbe und identisch, so wäre keine qualitative Differenz der Räumlichkeit an unserem Weltkörper aufzuzeigen; denn es wäre kein Grund vorhanden, warum die Stetigkeit ihrer Aeußerungen differenzirt werden sollte; allein, da ein räumlicher Punkt mehr der Aequatorialdimension oder weniger entspricht, als der andere in derselben astronomischen Breite, mithin die active Cohäsion von der relativen mehr oder weniger überwunden wird, wie der Beweis evident geführt werden kann, schon aus den Oscillationen des Pendels; so ist der Grund der Möglichkeit gesetzt, daß die Magnetnadel von der astronomischen Mittagslinie in ihrem Stande abweiche, und daß die Abweichung selbst, nach Verschiedenheit der Zeit und des Ortes, verschieden sey. Daß die Jahreszeiten verschiedenen Einfluss haben, ist größten Theils schon aus dem, von Jahreszeiten hinlänglich Gesagten, klar: „denn sie

„selbst sind die Produkte der absoluten und relativen
„Cohäsion des Weltkörpers, in Beziehung auf die
„Nothwendigkeit der Quadruplicität in der Erdbe-
„wegung um das Sonnencentrum“ (absoluter und
relativer Bewegungsgegenatz der Erdbahn).

§. 62. In Europa ist die Abweichung der
Magnetnadel in ihrem Stande westlich von der Mit-
tagslinie. Der Grund dieses Phänomens ist wohl
kein anderer, als daß das Princip aller Cohäsion,
in Ost, der Dimension des Weltdiameters unter-
worfen, mithin selbst der magnetische Proceß dem
elektrischen nicht vorherrschend sey; im West aber
das relativ umgekehrte Verhältniß von Ost erkannt
werden müsse; nämlich in West überwiegt das rea-
le Princip, wie im Ost das ideale, oder die Ex-
pansion; die Magnetnadel also, welche überall
das reale Princip oder die Schwere sucht, kehrt
gerade zum Umgekehrten vom östlichen Principe;
„nun liegt aber Europa zwischen der östlichen und
„westlichen Halbkugel;“ demnach muß nothwen-
dig die Magnetnadel immer die Tendenz haben, in
dem zu seyn, wodurch sie in ihr Wesen recon-
struirt werden kann, d. h., sie weicht in Europa
westlich von der Mittagslinie ab (kraft des noth-
wendigen Verhältnisses der Qualitätindifferenz der
Räumlichkeit, oder der Cohäsion der nördlichen
Halbwelt, in den drei relativen Indifferenzpunk-
ten: Aßen, Europa, Amerika, zum absoluten
Pol — Nord —) als dem absoluten Indifferenz-
punkte dieser drei, und der Magnetnadel selbst.

§. 63. Nebst dem hat diese Abweichung, an einem und eben demselben Orte, wieder verschiedene Phasen. Cassini, dem wir die genauesten und besten Beobachtungen hierüber in den frühesten Zeiten verdanken, bemerkt, in Hinsicht auf die tägliche Abweichung, folgende constante Oscillation der Magnetnadel: die größte Abweichung von Norden nach Westen findet gegen 2 Uhr Nachmittags Statt, und die größte Annäherung derselben gegen Norden um 8 Uhr des Morgens, so, daß sie von dieser letzten Stunde an, gegen 2 Uhr Nachmittags, bis gegen den nächsten Morgen, sich mehr zu nähern strebt.

§. 64. Im Allgemeinen genommen, wenn in Europa 8 Uhr Morgens ist, so setzt gerade gleichzeitig die Sonnenpolarität ihr Maximum in Ost, oder die Sonne nähert sich dort der Mittagslinie. „Die Sonne fängt nun in Ost besonders an, ihre Forderungen an jenen Theil der Welt zu machen, die active Cohäsion zu zernichten, und die relative dafür hervor zu rufen;“ nun aber ist das Wesen der Magnetnadel, im Indifferenzpunkte der absoluten Cohäsion zu seyn (aus obigem); sie flieht also den jetzt sonnenpolaren Ort, und sucht dafür den nördlichen Indifferenzpunkt in der Nacht des West, hier nämlich, wo die Sonne noch am wenigsten ihrem Principe (das die Magnetnadel immer sucht) feindlich seyn kann. Gegen 12 bis 2 Uhr, in Europa, wird dasselbe Maximum von Solarität, überhaupt bei uns, mit Uebergewicht des relativ-cohä-

siven oder elektrischen Moments gesetzt, als am europäischen Morgen am Ost, und selbst der West wird im Morgen der Sonne geregt; dagegen aber verschwindet wieder die am Ost gemachte Forderung der Sonne im elektrischen Momente, so wie jetzt in Europa und in West ihr Maximum gesetzt wird. Die Magnetnadel also strebt, vom Mittage bis gegen den nächsten Morgen, dem Norden sich zu nähern.

§. 65. Zu den differentesten jährlichen Abweichungen gegen Westen gehört die Frühlings-Nachtgleiche, und ihre größte jährliche Annäherung gegen Norden ist um die Herbst-Nachtgleiche.

§. 66. „Stellt man sich unter der Mittagslinie „gleichsam das Perpendicularum vor, und denkt man „sich die Magnetnadel, der Regel nach, als congruierenden Strahl mit der Achse; oder dem Perpendicularum,“ so ist die größte Abweichung gegen West um die Frühlings-Nachtgleiche = dem Maximum der Brechung des Strahls als Distanz vom Perpendikel, und auf gleiche Weise ist die größte Annäherung gegen Norden = dem Minimum der Brechung des Strahls, als Distanz vom Perpendikel, und dem Maximum des Einfalls zum Perpendikel. Im erstern geht die nördliche Halbwelt von der activen (der magnetischen) in die relative, und im letztern Falle von der relativen (Sonnenpolaren) in die active Cohäsion über; aber wir wissen, daß je cohärenter die Materie ist, in die der Strahl eingeht, desto mehr wird der Strahl zum Perpendikel

gebrochen, d. h., ein desto näheres Verhältniß in die Axe, oder die kubische Dimension der Materie, erlangt der Strahl; nun aber geht die nördliche Halbwelt, zur Zeit der Frühlings-Nachtgleiche, von der activen in die relative Cohäsionsthätigkeit (vom Winter in Sommer) über; der magnetische Strahl (Magnetnadel) wird daher den Kampf begeben, die Distanz vom Perpendikel, oder der Mittagslinie, zu erreichen.

§. 67. Um die Herbst-Nachtgleiche treten die entgegen gesetzten Thätigkeitsformen hervor; die Erscheinungen müssen also auch denen um die Frühlings-Nachtgleiche entgegen gesetzt seyn, und sie aufheben, daher zur Herbst-Nachtgleiche die Magnetnadel in den Indifferenzpunkt zurück strebt, und Nord sucht. — Vor vulkanischen Ausbrüchen und Erdbeben gehen manchemal außerordentliche Bewegungen der Magnetnadel vorher. — Die Magnetnadel wird oft vor und nach Erscheinung eines Nordlichts in Bewegung gesetzt; ihre Abweichung ist dann um Mittagszeit größer, als gewöhnlich. Allein dieß ist schon größten Theils bekannt aus dem, was oben gesagt wurde, „von dem Kampfe und Siege des Weltdiameters über die „Axeneinbildung,“ und dem temporellen Uebergewichte des elektrischen über den magnetischen Process in der Natur.

Immerhin erstaune der Physiker über diese Aufschlüsse, welche über die verborgensten Gegenstände der Physik, aus einer Nosologie und Therapie hervor

gehen. Der wunderbaren medizinischen Lehren giebt es hier nicht, weniger, und es fehlt auf keiner Seite an Veranlassung, das Licht zu bewundern, das sich hier über die Natur ergießt, und die Dunkelheit zur Finsterniß macht. Auch ist das Beginnen des Verfassers, laut des Schlusses der Vorrede, kein kleines: „Der Geist der Medizin soll durchaus ein neuer werden, die hinfälligen Formen, in die das Volk der Mediziner eingeengt ist, sollen zerbrochen, und im Gegentheile auch der wissenschaftliche Schatten, nach welchem so viele Neulinge greifen, soll zerstreuet werden; dafür aber stelle sich die *eigentliche* Medizin, als das Wahre, Gute und Schöne, in allgemeiner Weltform dar.“ Eine Seite hat indeß *dieses* Beginnen, welche der redliche Forscher der Wahrheit nicht ohne Schmerz ins Auge fassen kann: Den Versuch einer solchen Darstellung, von dem es zweifelhaft seyn dürfte, was für den Urheber desselben ehrenvoller sey anzunehmen, daß Fröhnung der Mode, oder daß Ueberzeugung ihn hervor gebracht habe; — diesen Versuch erhalten wir nicht etwa in einer esoterischen Schrift, die bloß den Meistern in der Kunst und Sachverständigen Lesern zur Prüfung vorgelegt würde, sondern in einem *Lehrbuche* , wonach sich die Jugend mit den ersten Gründen der Nosologie und Therapie bekannt machen soll, und welches, statt wohl bewährte und gediegene Lehren zu enthalten, dem jungen Gelehrten ein Gaukeln in halsbrecherischen Luftsprüngen als das Ziel und den Inhalt der Wissenschaften aufstellt. Beklagenswerthe Mißgriffe dieser Art sind in der neuesten Zeit nur allzu häufig in Deutschland geschehen; mögen sie dem Vaterlande in den edelsten seiner Sprösslinge nicht tiefere Wunden schlagen, als jedes andere Mißgeschick, das unsere Nation betroffen hat.

Gilbert.

VIII.

*Ein verbesserter Wegemesser für Kutschen, und
Ryan's Patent - Berg - Bohrer ;*

von

EDGWORTH, Esq., zu Edgworthstown in Irland.

Der Wegemesser für Kutschen, den man in Fig. 2. Taf. IV. abgebildet sieht, ist einfacher als alle übrigen, welche mir bekannt sind, kommt nicht so leicht wie sie in Unordnung, und läßt sich an das Mittelfeld der hintern Achsen einer Postchaise oder anderer Wagen ohne Schwierigkeit anbringen.

Um die Nabe eines der Hinterräder des Reisewagens, den man mit diesem Wegemesser versehen will, läßt man einen $\frac{3}{4}$ Zoll breiten und $\frac{1}{8}$ Zoll dicken Streifen Eisen anderthalb Mal so herum winden, und durch Schrauben befestigen, daß er um sie eine Schraube ohne Ende von anderthalb Gängen bildet. Diese Schraubengänge greifen in die Zähne des Rades *A*, das aus Messing besteht, ein. An der Achse desselben befindet sich eine zweite Schraube ohne Ende, *B*. Sie bewegt das messingene Rad *C*, welches zugleich als Zifferblatt dient, indem es in ganze, halbe, Viertel und Achtel engl. Meilen eingetheilt ist. Die Theilstriche für Meilen sind beinahe $\frac{3}{4}$ Zoll lang, und von fern her leicht zu

erkennen. Der Zeiger *D* steht, so, daß er aus der Kutsche ohne Mühe zu sehen ist.

Die beiden Räder aus Messing sind, mittelst der eisernen Arme *EE* an einen 8 Zoll langen, 5 Zoll breiten, und 2 Zoll dicken hölzernen Block *F* befestigt, der mit zwei starken Holzschrauben mit viereckigen Köpfen an das Mittelfeld anzuschrauben ist. Läßt es der Wagen zu, so befestigt man diesen Block schief auf das Mittelfeld, so daß die eingetheilte Scheibe, um besser von dem Wagen aus gesehen zu werden, etwas schief aufwärts steigt.

Löst man den Sperrkeil *I*, der zwischen den Zähnen des Sperrrads *H* liegt, welches an der Achse des Rades *A* sitzt, so läßt sich die Achse ohne das Rad *A* drehen; dieses geschieht mit einem Schlüssel oder einer Kurbel, welche auf das viereckige Ende *K* der Achse aufgeschoben wird, und dient, das eingetheilte Rad beim Ausfahren auf den Nullpunkt zu stellen. Die lange, auf dem Blocke aufgeschraubte Feder *L*, welche auf das Rad *A* drückt, schützt dieses für zu starke Erschütterungen während des Fahrens. In derselben Absicht ist unter dem mittelften Theile der eingetheilten Scheibe eine kleine dreieckige Springfeder angebracht.

Hat das Wagenrad genau 5 Fuß 3 Zoll im Durchmesser; so muß das messingene Rad, in welches der Schraubengang an jenem eingreift, 20 Zähne, und das Rad, welches als Zifferblatt dient,

dient, 80 Zähne erhalten; dieses mißt dann gerade 5 englische Meilen *). Ist das Wagenrad grösser oder kleiner, so messe man auf ebenem Wege eine englische Meile ab; die Menge von Umdrehungen, welche das Rad auf diesem Wege macht, läßt sich leicht zählen, wenn man eine Rolle feinen Bindfaden an eine der Speichen bindet, und den Faden um die Nabe des fortrollenden Wagens sich aufwickeln läßt. Indem man ihn wieder abwickelt, kann man die Menge von Umdrehungen, die das Rad auf eine Viertel- oder halbe englische Meile gemacht hat, zählen **).

Bringt man an der Achse der Scheibe C ein Getriebe an, und unter demselben ein drittes, ebenfalls eingetheiltes und mit einem Zeiger versehenes Rad von 80 Zähnen, so kann dieser Wegemesser bis auf 400 englische Meilen fortzählen.

Ryan's Patent - Berg - Bohrer.

Ich benutze diese Gelegenheit, einen Versuch bekannt zu machen, den ich mit diesem Berg-Bohrer angestellt habe. Er wirkt wie der *Trepan* der Chirurgen, und schneidet ein kreisrundes Loch ein, in dessen Mitte ein Kern bleibt, der von Zeit

*) Dieses dreht sich nämlich ein Mal herum, wenn der Wagen einen Weg von $3,14159 \cdot (5' + 3'') \cdot 20 \cdot 80 = 26389$ engl. Fuß zurück gelegt hat; die engl. Meile ist aber 5280 engl. Fuß lang. *Gilbert.*

**) Fast sollte man glauben, der Verfasser wisse nicht, aus dem leicht zu messenden Durchmesser des Rades das, was man in diesem Falle sucht, zu berechnen. *Gilbert.*

zu Zeit mittelst eines Paares sich selbst schließender Zungen (*self-closing tongs*) heraus gezogen wird.

Es scheint mir, als habe diese Maschine den Beifall nicht gefunden, den sie verdient, weil der Urheber derselben seine Erfindung nicht recht geltend zu machen weifs. Ich lud ihn daher ein, mit ihr in meinem Landstutze einen Versuch zu machen, damit ich das Resultat desselben in das Publikum bringen könne.

Zwei Arbeiter, die von Zeit zu Zeit abgelöst wurden, bohrten durch einen Block harten Kalkstein ein cylindrisches Loch von $5\frac{1}{4}$ Zoll Durchmesser hindurch; es blieb ein etwas kleinerer Kern, von $4\frac{1}{2}$ Zoll Durchmesser und $6\frac{1}{2}$ Zoll Höhe, den ich aufhebe. Er ist so genau cylindrisch und so glatt, als wäre er auf der Drehbank gemacht worden, und auf der untern Seite, wo er von dem Blocke abgebrochen worden, sieht man eine reine und deutliche Bruchfläche.

Mittelst dieser Vorrichtung lassen sich überanzulegende Bergwerke ohne grosse Kosten ziemlich genaue Ueberlegungen vorläufig machen, da der Bohrer die Probestücke ganz und unvermengt herauf bringt, und man kann schon voraus die Natur, die Härte, die Bruchart und andere Eigenschaften der Lager in jeder Tiefe kennen lernen. — —

IX.

PREISFRAGE

der mathematischen Klasse der königl. Akademie der Wissenschaften zu Berlin, auf das J. 1811, aufgegeben in der öffentlichen Sitzung am 3. August 1809.

In allen Theilen der Naturlehre, wo Mathematik anwendbar ist, liefert die Vervielfältigung der Versuche Reihen von Zahlen, denen ein Gesetz zum Grunde liegen muß, weil sie von regelmässig wirkenden Kräften abhängig sind. Das wahre Gesetz einer solchen Reihe in seiner einfachen Gestalt zu entdecken, ist das letzte Ziel der Versuche selbst. Es ist indessen begreiflicher Weise unmöglich, irgend einen directen Weg zu diesem Ziele zu finden. Man muß sich daher in den meisten Fällen mit einer analytischen Formel begnügen, die zwar selten das wahre Gesetz der Reihe ausdrückt, aber doch die Beobachtungen, innerhalb gewissen Grenzen, mit einer starken Annäherung darstellt.

Solcher Formeln lassen sich in jedem Falle mehrere finden, indem jede Interpolations-Methode dazu dienen kann. Die bekanntesten sind diejenigen, wo die Reihe $y = a + bx + cx^2$ etc. oder ähnliche zum Grunde liegen. Aber einzelne Analytiken haben in besondern Fällen noch andere Methoden angewendet; zum Beispiel Lambert, bei Bestimmung einer Gleichung für die Sterblichkeits-Linie. Da der erleichterte Gebrauch und die Vervielfältigung solcher Methoden, die Aufindung der wahren Naturgesetze erleichtern kann, so legt die mathematische Klasse den Gelehrten folgende Aufgaben vor:

1) In einem systematischen Zusammenhange die bis jetzt bekannten Methoden kurz und deutlich zu entwickeln, durch welche eine Folge von Gröſſen, deren Geſetz nicht bekannt iſt, in einem analytiſchen Ausdrücke, annähernd dargeſtellt werden kann. 2) Dieſe Methoden, wo möglich, mit neuen noch vortheilhafteren zu vermehren.

Der Preis iſt eine goldene Medaille, 50 Dukaten an Werth, oder dieſes Geld ſelbſt. Die Abhandlungen müſſen, leſerlich geſchrieben, dem Secretair der Akademie poſtfrei zugeſchickt werden; die Verfaſſer erhalten ſie nicht zurück, ſondern man legt ſie in dem Archive der Akademie nieder. Nur bis zum 1. Mai 1811 werden Abhandlungen zur Concurrenz zugelassen.

Die Preisfrage der *phyſikalischen* Klaſſe für das Jahr 1811 iſt ſchon vor zwei Jahren bekannt gemacht worden, und auf die beſte Beantwortung derſelben ſteht ein doppelter Preis. Sie betrifft die *Einwirkung der Elektrizität und anderer rein-chemiſchen Verhältniſſe auf die Intensität und die Modificationen der magnetiſchen Kraft*. Ausführlich findet man ſie in dieſen Annalen, B. 28. S. 373.

Bis zum 1. Mai 1810 iſt noch der Einſendungs-termin für die Abhandlungen offen, welche ſich um den dieſsjährigen *mathematiſchen* Preis bewerben ſollen, welcher auf eine *vollſtändige Theorie des Stoßhebers* geſetzt iſt, (Ann. B. 30, S. 224).

Tab. III

